

absorbant, le facteur *total* de transmission n'est plus lié à l'épaisseur par une relation analogue à l'équation 10.

72. Notion de corps noir. — Le corps noir est un corps hypothétique qui jouit de la propriété d'absorber complètement toutes les radiations, c'est à dire pour lequel  $\alpha_\lambda = 1$  quelle que soit la longueur d'onde. Le noir de fumée se rapproche assez de cette définition puisque son facteur d'absorption est, pour toutes les longueurs d'onde, voisin de 0,98.

En pratique, on peut arriver à réaliser un corps noir aussi parfait qu'on le désire en utilisant une enceinte à parois opaques comportant une ouverture de dimensions très faibles. Une telle enceinte sera constituée par exemple par une enveloppe réfractaire plongée au sein d'un métal en fusion. On se rend compte qu'un rayon, pénétrant dans cette enceinte, subit à son intérieur un très grand nombre de réflexions avant de pouvoir en sortir. Chacune de ces réflexions étant accompagnée d'une absorption notable, si l'ouverture est de faible section, la fraction de l'énergie incidente qui peut sortir par cette ouverture est pratiquement négligeable. Dans chaque cas, il est possible d'ailleurs de chiffrer cette fraction faible de rayonnement à la sortie de l'enceinte <sup>1</sup>. Dans une telle enceinte on peut déposer des corps variés, de propriétés optiques et de formes quelconques, transparents, opaques ou réfléchis-

1. Pour une enceinte, à parois diffusant suivant la loi de Lambert un rayonnement pénétrant dans l'enceinte est diffusé par la paroi avec un facteur de réflexion  $\beta$ ; une partie  $\frac{\Omega}{\pi}$  de ce rayonnement sort par



sants ; quand tout l'ensemble a atteint une température uniforme et constante, nous dirons que l'enceinte et son contenu sont en équilibre de rayonnement.

Un raisonnement thermodynamique montre que, à travers un élément de surface percé dans cette enceinte, la brillance spectrale est indépendante de la direction d'émission, de la forme et de la nature de l'enceinte, ce qui permet d'énoncer la loi de Kirchhoff.

73. Loi de Kirchhoff. — Dans toute enceinte imperméable à la chaleur, à température uniforme  $T$ , le rayonnement est indépendant de la forme de l'enceinte et des corps placés à l'intérieur ; il est caractérisé par une brillance spectrale, uniquement fonction de  $\lambda$  et de  $T$ . En particulier, il obéit à la loi de Lambert<sup>1</sup>.

En outre, si nous considérons un corps quelconque  $A$  placé dans l'enceinte  $E$  et en équilibre de température avec elle (fig. 38), dans une direction quelconque ce corps reçoit par  $cm^2$  une énergie  $b_0$  provenant de l'enceinte. Il absorbe une fraction  $\alpha$  de cette énergie. D'autre part, il émet une énergie propre  $b$ .

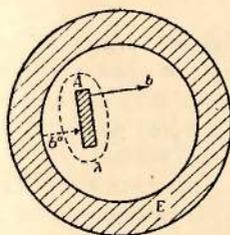


FIG. 38.

D'après le principe de Carnot, l'énergie qu'il rayonne doit être égale à celle qu'il absorbe et l'on doit avoir :  $b = b_0 \alpha$ .

On peut, au lieu de raisonner sur le rayonnement total

émis par l'enceinte, raisonner sur une radiation monochromatique, en supposant autour du corps un filtre hypothétique ne laissant passer que la longueur d'onde  $\lambda$ .



1. Voir *Éléments de Rayonnement, Principes scientifiques de l'éclairage* (Paris, Gauthier-Villars, 1934). Voir également notre Cours sur le sujet. (Cours de l'Université de la Sorbonne.)

On doit alors avoir  $b_\lambda = b^\circ_\lambda \alpha_\lambda$ ; autrement dit, *le corps émet, pour chaque longueur d'onde, une brillance égale à celle du corps noir multipliée par le facteur d'absorption pour la radiation considérée*. Cette dernière grandeur porte souvent le nom impropre de *pouvoir émissif*<sup>1</sup>.

A partir de là, il est facile de montrer que l'expérience doit être incapable de laisser voir des contours d'objets à l'intérieur d'un four dont la température est bien uniforme. Si l'on se reporte à la figure 39, on voit que l'objet A émet : 1° son rayonnement propre  $b$ ; 2° le rayonnement  $b^\circ\rho$  provenant de la paroi et réfléchi par le corps; 3° le rayonnement  $b^\circ\tau$  provenant de la paroi et transmis à travers le corps. L'ensemble aura donc pour expression :  $b + b^\circ\rho + b^\circ\tau$ .

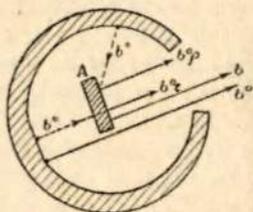


FIG. 39.

En nous souvenant que  $b$ , est égal à  $b^\circ \alpha$ , on voit que la lumière totale émise par le corps est égale à celle  $b^\circ$  émise par l'enceinte. Il n'en sera plus de même si la température du four n'est pas uniforme; si le corps a une température  $T$  et la paroi une température  $T'$ , l'ensemble du rayonnement émis par le corps deviendra  $b_T + b^\circ_{T'}\rho + b^\circ_{T'}\tau$ , lequel n'est plus égal au rayonnement de l'enceinte.

Nous reviendrons plus loin sur cette question à propos des mesures optiques de températures de fours (145). Signalons seulement que le rayonnement d'une enceinte isotherme, percée d'une ouverture, a une brillance  $b$  égale à  $b^\circ \left(1 - \rho \frac{\Omega}{\pi}\right)$  (72).

$$b = b^\circ \left(1 - \rho \frac{\Omega}{\pi}\right) \quad (72).$$

1. Il serait préférable de l'appeler « facteur d'émission ».



## CHAPITRE VII

### LOIS DU RAYONNEMENT DU CORPS NOIR ET DES CORPS INCANDESCENTS

**74. Loi de Stefan-Boltzmann.** — Le rayonnement total émis dans toutes les directions par 1 cm<sup>2</sup> du corps noir (radiance totale) est proportionnel à la 4<sup>e</sup> puissance de la température absolue et donné par la relation :

$$R = \sigma T^4. \quad (B = \frac{\sigma}{\pi} T^4).$$

La constante  $\sigma$  qui figure dans l'expression précédente a pour valeur  $\sigma = 5,71. 10^{-12}$  watt/cm<sup>2</sup>/degré<sup>4</sup>.

**75. Rayonnement monochromatique du corps noir.** — Des considérations thermodynamiques permettent de montrer que le rayonnement du corps noir à la température T peut être représenté en fonction de la longueur d'onde par la relation suivante (formule de Planck) :

$$[11] \quad r_{\lambda T} = C_1 \lambda^{-5} \frac{1}{e^{\lambda T} - 1}$$

dans laquelle  $C_1$  et  $C_2$  sont données respectivement par les relations

$$C_2 = \frac{Nhc}{R} = 14320 \mu \text{ degré.}$$



( $c$ , vitesse de la lumière dans le vide =  $3,10^{10}$ ;  $R$ , constante des gaz parfaits =  $8,32.10^7$ ;  $N$ , constante d'Avogadro =  $6,05.10^{23}$ ;  $h$ , constante de Planck =  $6,55.10^{-27}$ ).

Dans tous les cas où la température n'est pas très élevée, on peut remplacer la formule de Planck par celle, plus simple, de Wien :

$$[12] \quad r_{\lambda T} = C_1 \lambda^{-5} e^{-\frac{C_2}{\lambda T}}$$

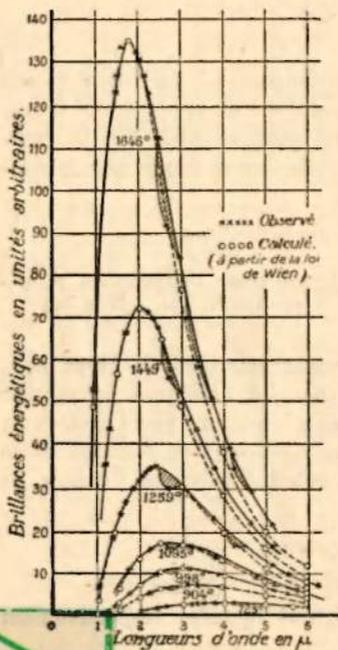


FIG. 40.

Ces formules se sont montrées en très bon accord avec l'expérience, du moins dans le domaine des températures fournies par le thermomètre à gaz (7). De la formule de Planck on peut déduire la loi du déplacement énoncée par Wien : le produit de la longueur d'onde du maximum d'émission par la température absolue est constante (2 884 micron degré) ; la radiance maximum varie comme la 5<sup>e</sup> puissance de la température absolue.

Le tracé des courbes isothermes de brillance émise par le corps noir à diver-



ses températures (degrés C) est donné par la figure 40<sup>1</sup>. Le maximum se déplace, on le voit, vers les courtes longueurs d'onde lorsque la température s'élève. Aux températures de l'ordre de celle du soleil 6 000° K, le maximum se trouve être au centre du spectre visible.

Pour toutes les considérations qui intéressent le développement des formules précédentes, nous renvoyons aux ouvrages spéciaux. On trouvera en particulier, dans l'Introduction générale à la photométrie de Ch. Fabry, les tables permettant le calcul des brillances spectrales du corps noir, permettant également le calcul de la fraction du rayonnement du corps noir comprise entre deux longueurs d'onde données.

S'aidant de ces dernières tables, il est facile de calculer la fraction du rayonnement du corps noir à diverses températures qui traverse une lame de verre d'épaisseur 1 cm (fig. 37); on trouve ainsi respectivement 0,10, 0,50, 0,88, 0,95, 0,99 pour le corps noir aux températures 600, 1 000, 2 000, 3 000 et 6 000° K<sup>2</sup>.

76. Différences entre les températures fournies par les lois de Planck et de Wien. — Si l'on rapproche les deux formules 11 et 12 et si l'on désigne par  $T_p$  et  $T_w$  les températures calculées respectivement à partir de ces équations, pour une même brillance mesurée, on a immédiatement :

$$e^{\frac{C_2}{\lambda T_w}} = e^{\frac{C_2}{\lambda T_p}} - 1,$$

expression qui permet de calculer la correction à effectuer à une température fournie par la loi de Wien pour obtenir celle déduite de la loi de Planck.

1. On remarquera sur ces courbes les parties en hachures qui correspondent à l'absorption, par CO<sup>2</sup> et la vapeur d'eau, de l'air atmosphérique.

2. Une lame de verre d'épaisseur 1 cm laisserait passer 55 et 99% du rayonnement du corps noir à 500 et à 1 000° K.

ULTIMHEAT<sup>®</sup>  
VIRTUAL MUSEUM

Tempé- ratures en °K	2 000	2 500	3 000	3 500	4 000	4 500	5 000	6 000
Corrections $T_p - T_w$	0	-0,05	-0,3	-1,5	-4,5	-8,5	-15,5	-47,0

77. Définition d'une échelle de températures élevées par les méthodes optiques. — Nous avons indiqué plus haut (7) les raisons pour lesquelles on a été conduit à rejeter la loi de Stefan et à adopter la brillance monochromatique pour l'extrapolation aux températures élevées.

Si l'on désigne par  $T_0$  la température de départ (point de fusion de l'or) et par  $T$  la température extrapolée, les brillances spectrales du corps noir à ces deux températures sont reliées par la formule :

$$\log \frac{b}{b_0} = \frac{C_2}{\lambda} \left( \frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right),$$

avec  $C_2 = 14\,320$  ( $\lambda$  exprimé en  $\mu$ ).

Le principe de la mesure est donné par la figure 41.

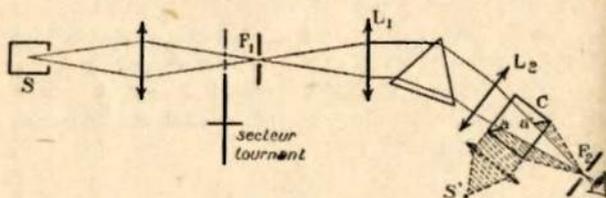


FIG. 41. — Principe de l'extrapolation optique.

On fait former, sur la fente d'entrée  $F_1$  d'un spectrophotomètre, une image de l'ouverture pratiquée dans le corps noir; une fente de sortie  $F_2$  limite, dans le spectre obtenu, une tranche spectrale de faible largeur. L'œil placé en arrière de la fente  $F_2$  observe, à travers



le cube photométrique C, d'une part le faisceau provenant du corps noir, d'autre part le faisceau (en hachures) provenant d'une source auxiliaire S' et réfléchi par la surface argentée du cube <sup>1</sup>.

Dans une première mesure, le corps noir étant à la température T<sub>0</sub>, on règle la source auxiliaire pour avoir, dans le cube, deux plages de même intensité. Ensuite, le corps noir étant porté à une température inconnue T, on ramène l'égalité des plages en réduisant la lumière du corps noir au moyen d'un disque de Talbot laissant passer une fraction connue  $\frac{1}{n}$  de la lumière émise. Les deux températures T et T<sub>0</sub> sont alors reliées par la relation :

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{T_0} - \frac{\lambda}{C_2} \log n,$$

qui permet de définir T. La température ainsi définie sera repérée au moyen d'un pyromètre optique à disparition de filament.

En ce qui concerne la réalisation du corps noir, au point de fusion de l'or qui sert à définir la température de départ T<sub>0</sub>, on utilisera de préférence une enceinte constituée par un tube de petit diamètre, fermé à un bout et plongé dans un bain d'or à la température de fusion (137). La correction qui résulte de l'ouverture est facile à calculer. Si l'on se reporte à la fin du paragraphe 73, la brillance mesurée diffère de celle du corps noir à la même température de la quantité :

$$[13] \quad \frac{db}{b} = \epsilon \frac{\Omega}{\pi},$$

ou, en différentiant l'équation de Wien:  $\log b = \frac{C_2}{\lambda T} + \text{cte}$

<sup>1</sup> Pour que les deux faisceaux aient même couleur, on utilisera par exemple un verre coloré entre S' et C. Sur la question, voir J. MENDELÉEFF, *Ann. de Phys.*, 16, p. 208 (1931).



$$[14] \quad \frac{db}{b} = \frac{C_*}{\lambda T^2} dT,$$

$$d'où \quad dT = \frac{\lambda T^2}{C_*} \rho \frac{\Omega}{\pi} = \frac{\lambda T^2}{C_*} \rho \frac{d^2}{4 l^2}.$$

Pour le point de fusion de l'or ( $T = 1\,400^\circ \text{K}$ ),  
 $\lambda = 0,6 \mu$ ,  $\rho = 0,5$ ,  $\frac{d}{l} = \frac{1}{20}$  il vient : ...  $dT = 0,025$ ,  
 correction tout à fait négligeable<sup>1</sup>.

78. Précision avec laquelle est définie l'échelle optique des températures élevées. — La définition de l'échelle des températures élevées, au moyen de la technique indiquée ci-dessus, dépend évidemment de la précision des mesures photométriques.

Dans des mesures bien conduites l'erreur photométrique, pour une série de 10 mesures, ne dépasse pas 1/500. Pour l'ensemble des deux mesures indiquées plus haut, cela fait une erreur totale de 1/250, qui correspond à une incertitude sur T donnée par l'équation 14 :

$$dT = \frac{\lambda T^2}{C_*} \times \frac{1}{250}.$$

Cette incertitude est proportionnelle à  $T^2$  et sa valeur est respectivement (pour  $\lambda = 0,6 \mu$ ) égale à : 0,4, 0,7, 1,6, aux températures 1 500, 2 000 et 3 000° K.

79. Rayonnement des corps incandescents. — On pourrait, pour chaque corps particulier, tracer des courbes isothermes représentant la brillance spectrale énergétique du corps. La figure 42 reproduit ces courbes dans le cas du platine. On vérifiera sur la figure (courbes 1 835° K) le fait général que le rayonnement du

corps est corrigé de la correction due à l'épaisseur du tube de visée (137).



corps est, pour une température donnée, toujours inférieur à celui du corps noir et qu'en outre le maximum d'émission du corps est, par rapport à celui du corps noir, décalé vers les faibles longueurs d'onde.

On a cherché à représenter les lois du rayonnement des corps incandescents par des formules analogues à

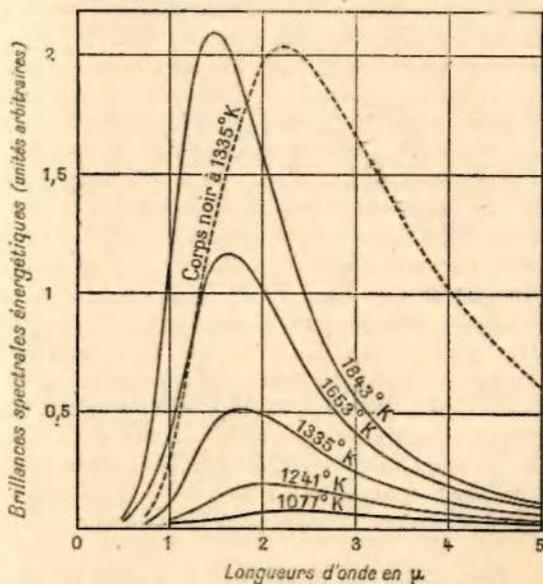


FIG. 42.

celles du corps noir ; toutes se sont montrées en désaccord avec l'expérience, du moins si l'on opère sur un intervalle de températures suffisant ; en particulier une relation analogue à celle de Stefan pour le rayonnement total doit être rejetée.

Sur traçage le rayonnement d'un corps, il est préte-



nable de rapporter ce rayonnement à celui du corps noir dans les mêmes conditions et de faire appel à la notion de pouvoir émissif.

**80. Pouvoir émissif monochromatique.** — Si nous nous reportons à la loi de Kirchhoff (73) nous voyons qu'à toute température, et pour chaque longueur d'onde  $\lambda$ , la brillance spectrale d'un corps est égale à celle du corps noir multipliée par le facteur d'absorption  $\rho_\lambda$ . Ce facteur porte également le nom de pouvoir émissif monochromatique ; nous le désignerons dans la suite par  $\epsilon_\lambda$ . Si l'on se reporte à la figure précédente on aura  $\epsilon_\lambda$  pour chaque longueur d'onde et pour la température  $1335^\circ$  K, en divisant chaque ordonnée du corps à  $1335^\circ$  par l'ordonnée correspondante du corps noir pour la même longueur d'onde. Le pouvoir émissif obtenu est fonction de  $\lambda$  et aussi de  $T$  ; il décroît de façon constante quand la longueur d'onde augmente, en raison du fait que le maximum d'émission se trouve avoir une longueur d'onde plus faible que celle du corps noir. Nous donnons à la fin de l'ouvrage les valeurs actuelles les plus sûres des pouvoirs émissifs monochromatiques des divers corps usuels pour le rouge. Remarquons que, pour un corps opaque, on a  $\epsilon_\lambda = 1 - \rho_\lambda$ ,  $\rho_\lambda$  désignant le facteur de réflexion du corps pour la radiation  $\lambda$ .

**81. Température de brillance.** — Si nous pointons un pyromètre optique monochromatique ( $\lambda$ ) sur un corps lumineux et si nous lisons la température  $S$ , cela veut dire que le corps étudié a, pour la longueur d'onde  $\lambda$ , même brillance que le corps noir de température  $S$ . La température ainsi définie s'appellera *température de brillance* du corps pour la radiation  $\lambda$ , nous la désignerons par  $S_\lambda$ .

Remarquons que cette définition est valable pour



un corps ne rayonnant pas par lui-même, un mur éclairé par le soleil ou l'ampoule opale d'une lampe à incandescence par exemple. Il reste entendu que la température de brillance n'a alors rien de commun avec la température vraie; elle sert simplement à exprimer par un nombre la brillance propre de la surface visée. Cette brillance s'exprime évidemment par la relation :

$$b_{\lambda} = C' \lambda^{-5} e^{-\frac{C_2}{\lambda T}}$$

82. Relation avec la température vraie. — Considérons le cas d'un corps *incandescent*; si T est sa température vraie et  $\varepsilon$  son pouvoir émissif monochromatique, la brillance monochromatique de ce corps s'écrit évidemment, en vertu de la loi de Kirchhoff :

$$b_{\lambda} = \varepsilon C' \lambda^{-5} e^{-\frac{C_2}{\lambda T}}$$

équation qui, rapprochée de la précédente, fournit immédiatement :

$$(15) \quad \frac{1}{S_{\lambda}} - \frac{1}{T} = \frac{\lambda}{c_2} \operatorname{colog}_n \varepsilon_{\lambda} T.$$

Cette relation permet de déduire la température vraie d'un corps de sa température de brillance fournie par un pyromètre optique monochromatique, si l'on connaît la valeur du pouvoir émissif. Inversement la mesure de la température de brillance d'un corps, dont on connaît par ailleurs la température vraie, fournira une mesure du pouvoir émissif.

On trouvera, dans le tableau XII, les corrections à apporter aux températures de brillance lues sur un pyromètre ( $\lambda = 0,65 \mu$  environ) pour passer aux températures vraies pour diverses valeurs du pouvoir émissif.

On peut en outre de déduire la température vraie de la température apparente observée à travers



une lame de transmission  $\tau$  ou par réflexion sur une lame de facteur de réflexion  $\rho$  ; on prendra les valeurs de  $\tau$  et  $\rho$  dans la première colonne du tableau.

83. **Température de radiation d'une source.** — Un pyromètre à radiation totale, pointé sur un corps incandescent<sup>1</sup>, mesure le rayonnement total ou mieux la brillance énergétique de ce corps. Ici encore, si  $T_R$  est la température fournie par l'instrument, préalablement gradué sur un corps noir,  $T_R$  définira la *température de radiation* du corps.

Dire que le corps a une température de radiation  $T_R$  signifie simplement qu'il a une radiance égale à celle du corps noir à cette température, c'est-à-dire égale à  $\sigma T_R^4$ .

84. **Pouvoir émissif total. Relation entre la température de radiation et la température vraie.** — Comme dans le cas d'un rayonnement monochromatique, la loi de Kirchhoff (73) nous a montré que la radiance totale d'un corps est égale à celle du corps noir de même température  $T$  multipliée par le facteur total d'absorption  $\alpha$  du corps<sup>2</sup>. Ce facteur porte aussi le nom de *pouvoir émissif total* ( $\epsilon_1$ ).

En d'autres termes la radiance totale du corps s'écrit  $\sigma \epsilon_1 T^4$  ; or elle s'exprime également par  $\sigma T_R^4$  (83) ; de ces deux expressions on déduit immédiatement :

$$[16] \quad T_R = T \sqrt[4]{\epsilon_1} ;$$



1. Ce corps peut n'émettre que dans l'infra-rouge ; tel est le cas pour un gaz chaud ou une flamme ne rayonnant pas dans le spectre visible.

2. Il est bon de rappeler que  $\alpha$  dépend du rayonnement incident ; préciser que le facteur  $\alpha$  qui intervient ici est celui relatif au rayonnement du corps noir à la température  $T$ .

**ULTIMHEAT**  
**VIRTUAL MUSEUM**



TABLEAU XII. — Corrections à ajouter à la température de brillance ( $\lambda = 0,655 \mu$ ) pour obtenir la température vraie.

Températures de brillance lues sur le pyromètre (en degrés C)	Températures de brillance lues sur le pyromètre (en degrés C)													
	800	900	1 000	1 100	1 200	1 300	1 400	1 500	1 700	1 900	2 100	2 300	2 500	3 000
émisif monochromatique														
0,10	137	108	201	238	276	318	365	417	530	660	810	980	1 170	1 800
0,20	94	111	133	157	183	210	240	271	342	423	510	615	725	1 200
0,30	69	82	96	112	130	150	170	195	245	300	360	435	510	750
0,40	51	61	73	85	97	110	125	145	180	222	265	315	370	495
0,50	38	46	55	64	72	82	95	107	133	163	197	232	273	400
0,60	27	33	39	46	53	60	69	78	97	118	142	168	195	290
0,70	19	23	28	32	37	42	48	54	66	81	99	113	134	170
0,80	12	15	17	20	23	26	29	33	41	50	59	70	83	115
0,90	6	7	8	10	11	13	14	16	19	23	27	33	39	55

formule qui permet de déduire  $T$  de  $T_R$  si l'on connaît  $\varepsilon$ , ou, inversement, de déterminer  $\varepsilon$ , au moyen de deux mesures au pyromètre à radiation totale.

On trouvera à la fin de l'ouvrage les valeurs des pouvoirs émissifs totaux des corps usuels ; on remarquera qu'elles sont toujours moins élevées que les valeurs des pouvoirs émissifs monochromatiques correspondants ; il en résulte que les corrections de pouvoir émissif total (Tableau XIII) sont toujours très nettement plus grandes que celles relatives au pouvoir émissif monochromatique.

TABLEAU XIII. — Corrections à ajouter à la température de radiation d'un corps pour avoir sa température vraie.

Température de radiation (°C)	Pouvoir émissif total								
	0,10	0,20	0,30	0,40	0,50	0,60	0,70	0,80	0,90
700	780	500	360	260	170	135	100	50	30
1 300	1 170	750	540	395	260	205	150	85	45
1 700	1 560	1 000	720	530	350	270	200	115	60
2 200	1 950	1 250	900	660	440	335	250	140	75
2 700	2 340	1 500	1 080	775	560	400	300	170	90

85. Mesures des pouvoirs émissifs. — Les pouvoirs émissifs peuvent s'obtenir de diverses façons, en particulier en mesurant photométriquement le facteur d'absorption  $\alpha$  ; nous avons vu que, pour un corps opaque, cela revient à mesurer le facteur de réflexion  $\rho$  ( $\alpha = 1 - \rho$ ). Nous insisterons seulement sur les mesures effectuées au pyromètre et faisant appel à l'une des relations 15 et 16.

En ce qui concerne  $\varepsilon$ , on mesurera au pyromètre monochromatique la température de brillance de la surface du corps rayonnant librement ; pour avoir la



température vraie, le mieux est de réaliser dans le corps un trou de faible diamètre et assez profond ( $d = 0,2$  à  $0,3$  mm, profondeur 2 à 5 mm); le pyromètre pointé au fond du trou fournira la température vraie. La méthode, ainsi conduite, permet l'étude d'échantillons très petits, elle convient très bien pour un métal dont la grande conductibilité calorifique assure une très bonne uniformité de température dans la masse. Pour des oxydes réfractaires on opérera sur des échantillons aussi petits que possible plongés au sein d'une flamme ou chauffés électriquement lorsqu'ils sont conducteurs de l'électricité (filament Nernst).

Pour la mesure des pouvoirs émissifs totaux on opérera de même, la température de radiation étant fournie par un pyromètre à radiation totale<sup>1</sup>; pour éviter d'avoir à utiliser un trou de trop grande ouverture, la température vraie pourra s'obtenir avec un pyromètre à disparition de filament. Aux basses températures, jusqu'à  $450^{\circ}$ , on peut utiliser une étuve faite du métal à étudier dans laquelle on fera circuler une vapeur saturante ( $H_2O$ , aniline, S) et sur sa surface on pointera le pyromètre à radiation totale<sup>2</sup>.

Sur le métal on pourra déposer une couche mince d'une substance à étudier; l'épaisseur toutefois devra être suffisamment faible pour ne pas entraîner de différence de température entre l'étuve et la surface de la substance (139). Dans le cas de métaux, le pouvoir émissif total se mesure aisément en étudiant la puissance dépensée dans le vide par un fil de ce métal chauffé électriquement.

Signalons enfin que la plupart des corps n'obéissent

1. Les dimensions de la substance doivent être ici notablement plus petites que dans le cas précédent; le pyromètre doit être très sensible (109); on aura la température vraie dans une cavité cylindrique plongée dans la



pas à la loi de Lambert, autrement dit leur pouvoir émissif varie légèrement avec la direction d'émission ; pour cette raison un filament incandescent n'a pas une brillance uniforme sur tout son diamètre. En outre, pour certains métaux colorés (Cu, Au), le pouvoir émissif monochromatique varie très rapidement avec la longueur d'onde dans le spectre visible.

**86. Température de couleur.** — L'expérience montre que, pour la plupart des corps solides incandescents et pour les flammes éclairantes, la courbe spectrale énergétique peut être identifiée, à un coefficient près, avec celle d'un corps noir à une température convenablement choisie. Autrement dit la lumière émise par la source a même composition spectrale, c'est-à-dire même couleur, qu'un corps noir dont la température sera appelée température de couleur de la source ( $T_c$ ).

La détermination de la température de couleur d'une source peut s'obtenir en comparant au photomètre la couleur donnée par la source et celle fournie par un corps noir de température réglable ; on agira sur cette dernière jusqu'à ce que les deux plages du photomètre aient même couleur. Dans cette mesure rien n'empêche d'utiliser comme source de comparaison une lampe à filament de tungstène préalablement étudiée ( $T_c$  en fonction du courant).

Cette notion de température de couleur est fondamentale dans l'étude du rayonnement des sources usuelles ; elle donne un moyen de fixer par un seul nombre la composition spectrale du rayonnement. Nous nous bornerons à donner, à la fin de l'ouvrage, quelques nombres qui préciseront le lien entre cette température et la température vraie.



## CHAPITRE VIII

### PYROMÈTRE A DISPARITION DE FILAMENT

---

87. **Pyromètre optique monochromatique.** — Les pyromètres optiques destinés à la mesure des températures peuvent être classés en deux catégories : 1° les pyromètres monochromatiques dans lesquels on utilise une partie étroite du spectre visible émis par la source (en général l'extrémité rouge), les mesures s'effectuant au moyen de l'œil ; 2° les pyromètres à radiation totale, dans lesquels on reçoit tout le rayonnement émis par la source sur des instruments sensibles permettant la mesure de faibles élévations de température.

88. **Pyromètre Le Chatelier.** — C'est à Le Chatelier (1892) que revient le mérite d'avoir étudié le premier pyromètre pratique susceptible de servir à la mesure optique des températures. Dans son appareil (fig. 43) un objectif O donne, de la source à étudier, une image sur l'arête du miroir M ; un autre objectif O' donne, d'une flamme L, une image sur l'arête de M. Les deux images précédentes sont observées au moyen d'un oculaire et à travers d'un verre rouge V. On voit, à côté de la source, par une ligne fine, les images de la source et de la flamme.

ULT:HEAT<sup>®</sup>  
VIRTUAL MUSEUM

Un diaphragme D permet de faire varier l'ouverture du faisceau provenant de la source et d'amener ainsi son image dans l'œil à avoir même éclairement que celle de la lampe tare<sup>1</sup>. La graduation H fournit le repérage des températures. Des verres absorbants E peuvent être disposés en avant de l'objectif, de façon

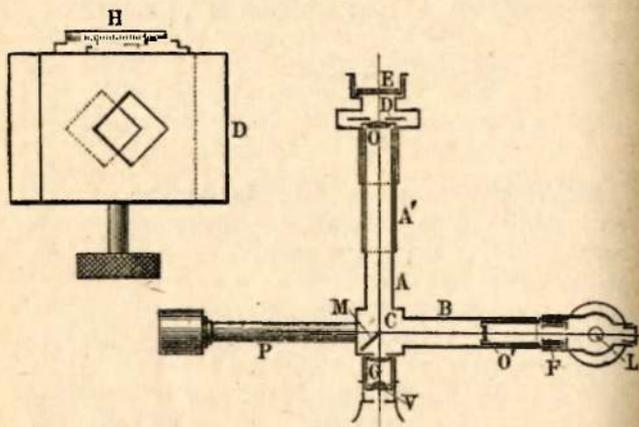


FIG. 43. — Pyromètre optique Le Chatelier.

à réduire dans des proportions connues la brillance de l'image de la source.

Ce pyromètre a été modifié de diverses façons, les modifications portant avant tout sur le système de réduction de l'intensité de la source. Nous ne nous étendrons pas sur les particularités de ces appareils, abandonnés aujourd'hui, et que l'on trouvera développées ailleurs.



Il importe évidemment ici que le faisceau provenant de la source pénètre intensément dans l'œil.

88bis. Pyromètre à disparition de filament. Description.

— Actuellement on n'utilise plus comme pyromètre monochromatique que le pyromètre à disparition de filament (Holborn et Kurlbaum), dans lequel l'image de la source est formée sur un filament incandescent, le courant électrique dans le filament pouvant être réglé de façon à faire disparaître ce dernier sur le fond lumineux de l'image de la source. L'instrument, comme on peut le voir sur la figure 44, est d'une extrême sim-

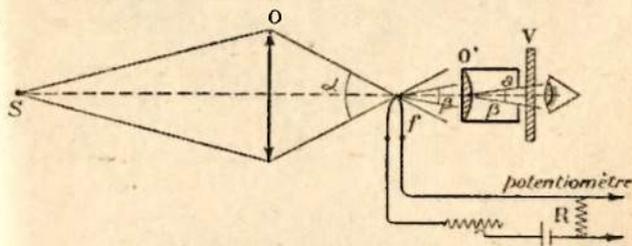


FIG. 44. — Principe du pyromètre à disparition de filament.

PLICITÉ DE CONSTRUCTION. Il comporte un objectif  $O$  qui donne de la source une image sur le filament  $f$ , alimenté par un dispositif convenable. Ce filament est observé à travers un oculaire  $O'$ , au moyen de l'œil placé en arrière d'un œillette  $a$ ; un verre rouge  $V$  est disposé entre l'œil et le filament.

L'objectif est un simple objectif achromatique dont on peut modifier le tirage; le dispositif oculaire peut être constitué par une simple lentille plan convexe, dont la face plane est située du côté du filament et pour lequel l'œilleton  $a$  définit un angle d'ouverture  $\beta$  du faisceau provenant du filament. Pour des appareils de précision, ou lorsqu'on désire pointer des sources de dimensions très petites, on vise le filament



au moyen d'un microscope faiblement grossissant (20 à 30 fois) et d'assez grande distance frontale (5 à 6 cm). La figure 45 donne une reproduction du pyromètre de

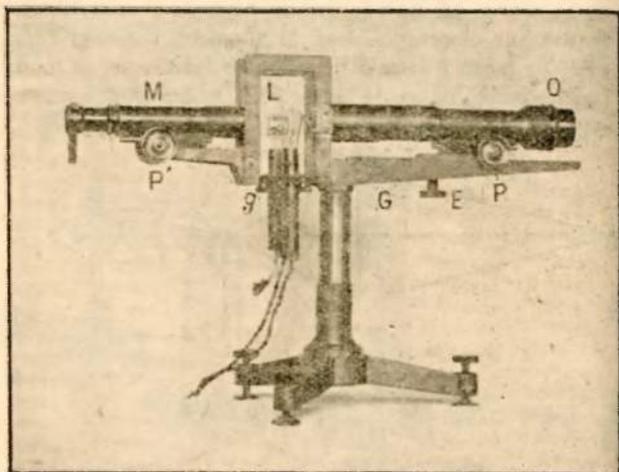


FIG. 45. — Pyromètre de précision  
du Laboratoire des hautes températures.

précision utilisé au Laboratoire des hautes températures : O, objectif ( $f = 20$  cm) ; M, microscope de visée du filament ; P, P', pignons de mise au point ; E, écrou de fixation du tube objectif sur la glissière G ; g, glissière permettant l'interchangeabilité rapide des lampes L.

89. Conditions optiques pour obtenir une bonne disparition du filament. — Pour que la mesure soit précise, il importe que le filament apparaisse avec une certaine forme, sans frange noire ou brillante sur

**ULT MHEAT<sup>®</sup>**  
**VIRTUAL MUSEUM**

les bords. Une discussion complète montre que si l'angle  $\alpha$  du faisceau provenant de l'objectif et tombant sur le filament (fig. 46) est trop faible, le filament observé à travers l'oculaire présente sur les bords une frange noire due à la diffraction (a). Au contraire, si l'angle  $\alpha$  d'entrée est trop grand, on aperçoit sur les bords du filament une plage plus blanche  $bb'$  (b) provenant de la réflexion de la partie extérieure du faisceau incident sur les bords du filament.

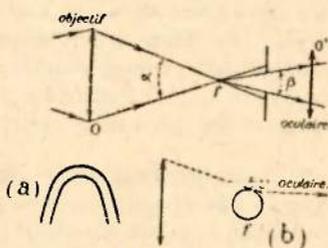


FIG. 46.

provenant de la réflexion de la partie extérieure du faisceau incident sur les bords du filament. L'expérience montre qu'en choisissant convenablement l'ouverture  $\alpha$  du faisceau incident et l'ouverture  $\beta$  de l'oculaire, la compensation des deux phénomènes ci-dessus est possible; le filament apparaît alors d'aspect très uniforme et sa disparition est parfaite.

Pour un filament de diamètre 0,05 à 0,06 mm, les angles à adopter sont  $\alpha = 0,10$  à 0,15 radian et  $\beta = 0,02$  à 0,05 radian. Dans certains types courants de pyromètres à disparition de filament, les conditions ci-dessus ne se trouvent pas réalisées; pour donner une plus grande luminosité à l'instrument le constructeur est amené à accroître beaucoup l'ouverture de l'oculaire et la disparition se trouve alors mauvaise.

90. Filament. — Pour des mesures de précision le diamètre de filament à adopter est d'environ 0,05 mm. Certains constructeurs, pour diminuer l'intensité nécessaire à l'observation du filament, ont réduit beaucoup le diamètre (jusqu'à 0,02 mm). Cette solution néces-



site un grossissement plus grand de l'oculaire et elle a l'inconvénient de rendre la disparition très imparfaite. Les filaments employés sont faits d'un fil de tungstène placé dans une ampoule très soigneusement vidée<sup>1</sup>. Le filament est recourbé en forme d'U renversé et on s'arrange pour faire former l'image de la source sur la partie arrondie du filament dont la brillance est d'ailleurs en général très uniforme.

**91. Grandissement de l'objectif. Micropyromètre.** — Pour la visée de sources très petites, il y a intérêt à réaliser un fort grandissement de l'objectif, mais, étant donné la nécessité d'avoir un angle  $\alpha$  égal à 0,10 radian au moins, l'ouverture actuelle des objectifs ne permet pas de grandir plus de 4 fois l'objet. Comme, par ailleurs, la dimension de l'image doit avoir un diamètre au moins égal à trois fois le diamètre du filament, on est conduit à pointer des sources dont le diamètre ne descend pas au-dessous de 0,05 mm. Il n'en résulte pas moins que le pyromètre à disparition de filament permet la mesure précise de températures de sources très petites.

**92. Précision des mesures. Méthode de contraste.** — L'expérience a montré qu'avec un pyromètre très bien construit, on obtient une précision photométrique du même ordre que celle fournie par les meilleurs photomètres, c'est-à-dire environ 1/500 de la brillance pour un ensemble de 10 pointés. Si l'on se reporte à la formule donnée plus haut (77), on peut calculer à chaque température T l'erreur en température qui en résulte. Aux températures 1 000, 2 000 et 4 000° C, ces erreurs sont respectivement 0°,2, 0°,8 et 3°2.



ULTIMHEAT<sup>®</sup>  
VIRTUAL MUSEUM

Une ampoule remplie de gaz aurait l'inconvénient de fournir une température qui dépendrait de l'orientation de l'instrument, ceci en raison des courants de convection.

On facilite un peu les mesures en adjoignant, sur le trajet du faisceau qui provient de la source, une lame de verre transparente escamotable qui absorbe environ 8 % de la lumière incidente. On règle le rhéostat du circuit du filament de façon à observer avec la lame le filament en clair sur un fond sombre, puis, sans la lame, le filament en sombre sur fond clair. Par tâtonnements on s'arrange pour avoir une égalité des contrastes.

La précision est un peu meilleure que dans la méthode de disparition et la fatigue de l'œil se trouve également diminuée. On peut arriver au même résultat au moyen d'une petite résistance intercalée dans le circuit d'alimentation du filament et que l'on peut court-circuiter de façon à provoquer les contrastes.

93. Mesure de l'intensité du courant tare. — Si l'on veut tirer tout le parti possible d'un pyromètre à filament disparaissant, il importe que l'intensité du courant tare soit repérée avec précision. Un ampèremètre, même de précision, donne une mesure insuffisante. L'expérience montre, en effet, qu'entre la variation relative du courant et la variation relative de la température, on a la relation  $\frac{di}{i} = 1,0 \frac{dT}{T}$ .

Si l'on veut avoir une incertitude de 1° à 2 000° K, cela suppose une mesure du courant effectuée à 1/1 000 près. En pratique il est bon de rechercher une précision meilleure et d'utiliser, à cet effet, la méthode potentiométrique.

Le courant tare circulera dans une résistance étalon de 0,1 ohm, et la différence de potentiel aux bornes de cette résistance sera repérée au potentiomètre. Un filament de diamètre 0,06 mm nécessite des courants d'intensité de 0,5 à 1 A environ. Cela correspond aux



bornes de la résistance à des différences de potentiel de 20 à 50 mV. Un potentiomètre destiné aux mesures des f.e.m. des couples usuels convient très bien. La sensibilité du galvanomètre peut être suffisante pour obtenir sur l'échelle un déplacement de 1 cm pour une variation de température de 1°, ce qui permet d'apprécier sans difficulté le 1/10 de degré.

94. Mesures à l'ampèremètre. — Si les mesures sont faites à l'ampèremètre, l'appareil, du type à cadre mobile et à pivots, doit être précis et bien équilibré. A ce titre, les pyromètres industriels dans lesquels l'ampèremètre est monté sur le pyromètre lui-même ne peuvent prétendre à une très grande précision en raison, d'une part, des légers défauts d'équilibrage de l'équipage mobile qui entraînent des erreurs si l'on vient à changer l'orientation de l'instrument ; d'autre part, l'ampèremètre se trouve avoir une échelle trop petite pour définir le courant avec précision.

Une autre difficulté se présente dans les mesures au moyen d'un ampèremètre ; elle tient à ce que l'intensité dans le filament ne peut pas descendre au-dessous d'une certaine valeur, 0,20 A environ, correspondant à une température voisine de 800°. Avec un instrument ordinaire, on n'utilise donc que la moitié environ de l'échelle de l'instrument. On peut tourner la difficulté de plusieurs façons : on peut d'abord caler l'aiguille à la division 0,20 A ; cette solution a toutefois le grave inconvénient de provoquer une torsion constante des spiraux de l'équipage et une modification lente du zéro.

On peut évidemment prévoir un dispositif automatique de décalage de l'équipage d'un angle constant, de façon à contrôler le zéro de l'instrument avant chaque série de mesures.

Une méthode qui semble préférable consiste à monter



le filament dans un montage à pont (fig. 47) ( $R_1$ ,  $R_2$ , résistances sans coefficient de température). Si  $R_1$  et  $R_2$  sont convenablement choisis, l'ampèremètre restera au zéro pour une température du filament correspondant à  $800^\circ$  par exemple. Si la température du filament vient à monter, le pont est déséquilibré et l'ampèremètre dévie.

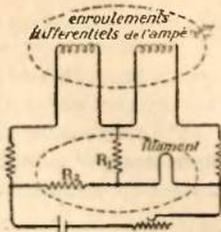


FIG. 47.

95. **Températures supérieures à  $1500^\circ$  C.** — Si l'on ne veut pas voir le filament évoluer assez rapidement, il importe de ne pas dépasser des intensités de courant correspondant à des températures mesurées de l'ordre de  $1500^\circ$  C (99). Pour les températures plus élevées on interpose, en avant du filament, un verre absorbant de facteur de transmission convenable  $\tau$ .

L'appareil, muni de ce verre absorbant, aura une autre courbe de graduation (fig. 48). Il y a lieu, d'ailleurs, de s'arranger pour que les deux graduations aient une région de températures commune. Si la graduation « basse » s'étend de  $800$  à  $1400^\circ$  C, on fera commencer la graduation « haute » à  $1300^\circ$  par exemple. La formule qui donne le rapport des intensités lumineuses du corps noir à deux températures (77) fournit immédiatement, si  $T_1$  et  $T_2$  sont les températures absolues lues respectivement sur l'échelle haute et sur l'échelle basse pour un même courant  $i$  dans le fila-

$$\text{ment}^1 : \frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} = \frac{\lambda}{C_2} \log_{10} \tau.$$

Autrement dit, sur les deux échelles, les tempéra-

ture est  $T_1$  et  $T_2$  sur les particularités dues au fait que le rayonnement est purement monochromatique.



tures en regard doivent obéir à la relation  $\frac{I}{I_2} = \frac{I_1}{I_2} = A$ ,

A étant une constante que nous appellerons « abaissement pyrométrique » du verre absorbant.

Cet abaissement pyrométrique peut d'ailleurs se déterminer par une méthode directe. A cet effet, on pointera l'instrument sur une source, on lira la tem-

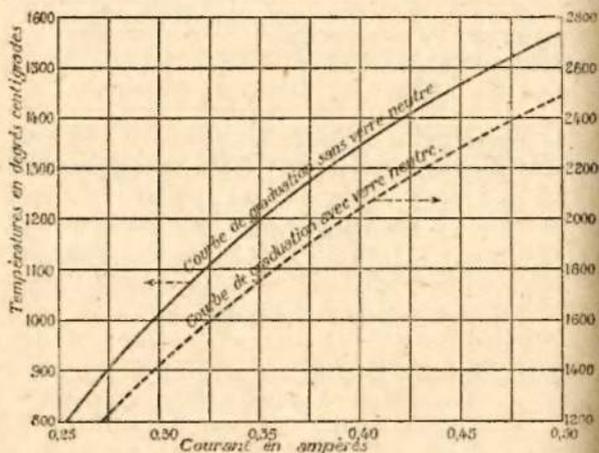


FIG. 48.

pérature sur l'échelle basse : 1 320° C par exemple. On interposera le verre absorbant et on pointera à nouveau la même source. Si le nouveau courant  $i$  obtenu correspond, sur l'échelle basse, à la température 960° C par exemple, l'abaissement pyrométrique sera égal à :

$$\frac{1}{960 + 273} = \frac{1}{1320 + 273} \cdot A$$

Sur la figure 47, on a :  $A = 187,6 \cdot 10^{-6}$ .



Dans tous les instruments comportant deux graduations on s'assurera que la correspondance des températures sur les deux échelles obéit bien à la règle précédente.

**96. Étalonnage d'un pyromètre à disparition de filament.** — Pour obtenir certaines températures connues, on peut réaliser un corps noir au point de fusion d'un métal (or par exemple). Si l'on dispose d'un bain d'or on se contentera de pointer l'instrument dans un tube plongé au sein du métal fondu (137). La méthode peut s'appliquer aux points de fusion du palladium et du platine qui sont actuellement bien connus.

Cette méthode nécessite évidemment une quantité assez importante de métal. Aussi, dans certains cas, peut-on se contenter de la méthode de fusion d'un fil qui offre toutefois beaucoup moins de sécurité. On plonge dans un four le couple entre les branches duquel on a soudé un fil d'or (53). On élève progressivement la température en même temps que l'on pointe le pyromètre sur une paroi centrale de même température que le fil d'or<sup>1</sup>.

Si l'on effectuait un pointé du pyromètre au moment de la rupture du fil, outre que cette méthode serait peu sûre parce que trop rapide, elle entraînerait également des erreurs systématiques, en raison du fait qu'au moment de la rupture du fil, la température du four est plus élevée que celle du couple. La meilleure technique consiste à stabiliser le four à quelques degrés au dessous du point de fusion du métal. On peut alors effectuer à cette température toute une série de pointés optiques en notant la r. e. m.  $e_1$  aux bornes du couple.



Malgré toutes les précautions que l'on peut prendre, cette condition n'est pas à réaliser de façon sûre, non plus que l'uniformité de la température de la paroi visée.

Quand les mesures optiques sont terminées, on élève alors lentement la température du four, de façon à atteindre le palier de fusion. On note alors la f.e.m.  $e_0$  aux bornes du couple. De la différence  $e_0 - e_1$  on déduit avec précision la température à laquelle ont été effectués les pointés optiques.

Cette méthode a l'avantage d'éliminer totalement les erreurs provenant des f.e.m. parasites.

On peut également utiliser la relation de définition de la température telle que nous l'avons donnée plus haut (77). A cet effet, le pyromètre étant toujours pointé sur un corps noir au point de fusion de l'or ( $T_0 = 1336^\circ \text{K}$ ), on détermine le courant tare nécessaire à l'équilibre. On pointe ensuite le pyromètre sur un corps noir à température élevée et on interpose entre ce corps noir et le pyromètre un secteur tournant, de façon à ramener la lampe tare à être à nouveau équilibrée. On fait enfin un troisième pointé en supprimant le secteur tournant et déterminant le nouveau courant tare correspondant à l'extinction du filament. La température ainsi repérée peut se calculer au moyen de la formule :

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{T_0} - \frac{\lambda}{C_s} \text{colog}_n \tau.$$

( $\tau$ , facteur de transmission du secteur tournant).

Il est nécessaire, toutefois, de connaître avec exactitude la longueur d'onde effective  $\lambda$  du verre rouge utilisé. La détermination de cette longueur d'onde comporte quelques difficultés, de sorte que la méthode offre moins de sécurité que celle effectuée au spectrophotomètre (77).

Dans la plupart des cas, on se contentera de comparer le pyromètre à étalonner avec un autre pyromètre étalonné dans un laboratoire spécialement outillé. La comparaison des deux pyromètres s'effectue



tuera en les pointant successivement à l'intérieur d'un four réalisant les conditions du corps noir. Pour cette comparaison, on peut utiliser, au lieu d'un corps noir difficile à stabiliser, une lampe à ruban de tungstène, munie d'un cran repère que l'on pointera successivement avec les deux instruments. Toutefois, si les deux pyromètres ne sont pas munis de verres rouges identiques, il peut en résulter des différences d'étalonnage qui tiennent à la différence des longueurs d'ondes effectives de ces verres. Si S et S' sont les températures de brillance du tungstène pour les deux longueurs d'onde  $\lambda$  et  $\lambda'$  des instruments et  $\varepsilon$  le pouvoir émissif du tungstène, on a (82) :

$$\frac{1}{S} - \frac{1}{T} = \frac{\lambda}{C_2} \operatorname{colog}_n \varepsilon ; \quad \frac{1}{S'} - \frac{1}{T} = \frac{\lambda'}{C_2} \operatorname{colog}_n \varepsilon$$

$$\text{d'où } \frac{\Delta S}{S^2} = \frac{\Delta \lambda}{C_2} \operatorname{colog}_n \varepsilon.$$

En pratique, la différence  $\Delta S$  des températures fournies par les deux instruments dépasse rarement 1 ou 2°.

97. Graduation d'un pyromètre. — Lorsqu'on aura déterminé, soit au potentiomètre, soit avec un ampère-mètre de précision, les valeurs du courant tare correspondant à quelques températures connues, on pourra opérer une interpolation graphique. Le tracé d'une telle courbe, même à grande échelle, comporte des erreurs supérieures aux erreurs de mesures ; il est beaucoup préférable d'utiliser une formule d'interpolation à 3 termes :  $i = a + bt + ct^2$ , valable dans un grand intervalle de températures. Trois températures connues suffisent à calculer les trois coefficients. On dressera ensuite un tableau à double entrée reliant

intensités et températures.

10

Pour l'instrument muni de son verre absorbant, on opérera comme nous l'avons indiqué plus haut (95) et on établira le tableau de correspondance.

Dans les appareils de type industriel, surtout ceux qui comportent une compensation de la partie « morte » de l'échelle (94), la déviation en fonction de la température peut être donnée par une loi plus compliquée que celle indiquée ci-dessus ; d'autre part les lampes tares et les verres absorbants ne peuvent jamais être réalisés identiques, ce qui oblige le constructeur à repérer trois ou quatre températures sur l'échelle et à tracer à la main les divisions de la graduation. Bien entendu le changement de la lampe tare oblige à refaire complètement la graduation.

**98. Correction due à l'interposition d'une lame de verre ou d'un prisme à réflexion totale entre la source et le pyromètre.** — Lorsque, pour des raisons pratiques, on est amené à disposer une lame de verre ou un prisme à réflexion totale entre la source et l'objectif du pyromètre, il est nécessaire de corriger les températures lues pour tenir compte de l'absorption introduite par ces milieux interposés. Lorsqu'un faisceau lumineux tombe sur une surface de verre, 4 % de la lumière incidente est réfléchi. Pour une lame de verre dans laquelle intervient une réflexion à l'entrée et une à la sortie, le facteur de transmission a pour valeur 0,92. Il en est de même pour un prisme à réflexion totale. On aura la correction en température correspondant à cette absorption en appliquant la relation :

$$\frac{\Delta T}{T^2} = \frac{\lambda}{C_p}$$


$\log_{10} 0,92 = 38 \cdot 10^{-7}$  (pour  $\lambda = 0,650 \mu$ ).

Cette correction est proportionnelle au carré de la

**ULTIMHEAT**®  
**VIRTUAL MUSEUM**

température absolue ; voici sa valeur à diverses températures pour un verre d'indice 1,50.

800°C	1 000	1 200	1 400	1 600	1 800	2 000	2 500	3 000	3 500
4,6	6,4	8	11	14	18	20	29	40	53

La correction précédente dépend un peu de l'indice de la lame ou du prisme, de son épaisseur et de la pureté du verre. Pour des mesures de précision, il vaut mieux déterminer directement la correction. A cet effet, on pointe le pyromètre sur une lampe à ruban de tungstène et l'on fait deux lectures de température, l'une avec la lame interposée, l'autre sans la lame. Les corrections pour les températures plus élevées se déduiront de la proportionnalité à  $T^2$ .

**99. Fidélité d'un pyromètre à disparition de filament.**

— Le manque de fidélité d'un pyromètre peut tenir, en premier lieu, à une modification de la lampe tare. De très grosses erreurs pourraient être commises si l'on ne prend pas soin de vieillir le filament avant sa graduation, c'est-à-dire de le porter, pendant un temps prolongé, à des températures notablement supérieures à la température limite d'utilisation.

En pratique, on maintiendra le filament pendant 24 heures à une température vraie d'environ 2 200° C ou, ce qui revient au même, à une température de brillance dans le rouge d'environ 2 000° C, correspondant, pour un filament de diamètre 0,06 mm, à un courant de 0,70 A. environ. L'expérience montre qu'une lampe ainsi vieillie se maintient remarquablement constante si l'on a soin de ne pas la porter à une température sur le pyromètre, supérieure à 1 500° C. Si l'on n'y a pas nécessité, on aura



une évolution encore plus lente en se limitant à une température de  $1\ 300^{\circ}$ . Dans ces conditions, une telle lampe tare peut fonctionner pendant plusieurs centaines d'heures sans que son étalonnage se modifie de  $1^{\circ}$ . Il est d'ailleurs commode de disposer, sur un même pyromètre, deux ou trois lampes tare (fig. 45), l'une utilisée de façon courante, les autres susceptibles de servir au contrôle de la première.

Si le pyromètre est bien construit, c'est-à-dire si l'angle  $\alpha$  d'ouverture du faisceau qui tombe sur le filament conserve une valeur suffisante (fig. 46), quel que soit le tirage de l'objectif, les indications de l'instrument sont rigoureusement indépendantes de la distance de visée. On évitera les erreurs qui tiennent à la formation de poussières sur le verre de l'ampoule et sur l'objectif ; il est recommandé, en particulier, de couvrir l'objectif chaque fois que l'appareil n'est pas en service. Ajoutons qu'exceptionnellement une évolution de l'instrument peut provenir d'un décollement des lentilles de l'objectif, par suite d'un choc ou d'un échauffement trop grand.

**100. Précautions à prendre dans l'emploi d'un pyromètre.** — Nous croyons devoir mettre en garde contre une erreur, commise souvent par les débutants, et qui provient de ce que l'objectif de l'appareil peut être insuffisamment couvert par le faisceau provenant de la source. Dans le cas de la visée à l'intérieur d'un four muni de diaphragmes, ces diaphragmes devront être calculés de façon à ne pas arrêter le rayonnement qui, parti d'un point de la paroi centrale, s'appuie sur les bords de l'objectif. De même si l'on dispose sur le trajet du faisceau un prisme à réflexion totale par exemple, ce prisme devra avoir des dimensions suffisantes pour ne pas diaphragmer le faisceau. Avant



chaque mesure il est sage de s'assurer, au moyen d'une feuille de papier blanc, que le faisceau couvre bien toute la surface de l'objectif.

101. **Pyromètre à disparition de filament et coin absorbant.** — Dans cet appareil, le courant dans la lampe tare est maintenu constant et l'extinction est obtenue en agissant sur un coin *c* en verre absorbant, d'épaisseur variable, que l'on intercale sur le faisceau, entre le filament et la source (fig. 49). La brillance

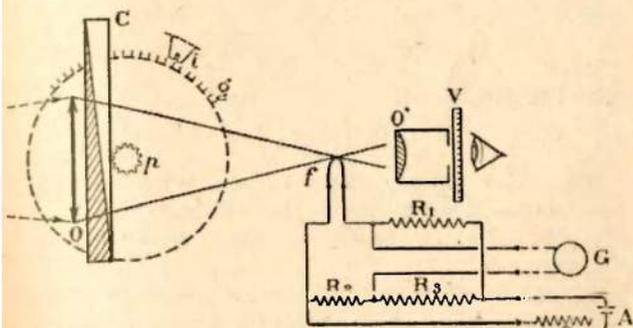


FIG. 49.

du filament sera choisie de façon à correspondre, en l'absence de verre absorbant, à une température de 1000° C par exemple.

Les avantages d'un tel appareil tiennent d'une part à ce que les mesures se font à brillance photométrique constante, d'autre part à ce que la lampe, alimentée à très bas régime, ne subit aucune évolution. Il est possible, en outre, d'obtenir une interchangeabilité parfaite des lampes, il suffit de s'astreindre à les alimenter de façon à ce qu'elles reproduisent toutes la



102. Interpolation et extrapolation au moyen de l'instrument. — L'utilisation d'un coin absorbant permet, en outre, d'obtenir dans l'appareil une interpolation rigoureuse. Désignons par  $n$  la division lue sur l'échelle du coin ;  $T_0$  la température que fournirait l'instrument en l'absence de coin ;  $T$  la température de la source.

Si l'on écrit que la lumière provenant du corps noir  $T$ , transmise à travers le coin, est la même que celle émise par le corps noir  $T_0$  sans absorption, on a l'équation

$$e^{-\frac{C_2}{\lambda T}} \cdot e^{kn} = e^{-\frac{C_2}{\lambda T_0}}$$

d'où l'on déduit :

$$[17] \quad n = \frac{C_2}{k\lambda} \left( \frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right) = A - \frac{B}{T}$$

La courbe qui représente  $1/T$  en fonction de  $n$  est une droite ; il suffit donc de deux températures  $T_1$  et  $T_2$  pour effectuer, de façon sûre, la graduation de l'instrument.

L'addition d'une lame absorbante supplémentaire a simplement pour effet d'augmenter le nombre des divisions de l'échelle d'une quantité constante, que l'on peut mesurer grâce à des pointés convenables. L'extrapolation d'une température plus élevée s'obtiendra en outre en prolongeant simplement la droite obtenue dans la graduation initiale.

Pour les mêmes raisons, si l'on introduit une lame de verre ou un prisme sur le faisceau provenant de la source, on pourra garder la même graduation en températures à l'instrument, à condition de décaler simplement le zéro d'un nombre de divisions correspondant à la correction de la lame.



103. Interpolation du filament à brillance cons-

tante. — Pour obtenir, dans la lampe, une intensité très constante, on peut évidemment utiliser un montage potentiométrique. On arrive beaucoup plus simplement au résultat, en alimentant la lampe à résistance constante. Dans ce but, la lampe est montée dans une des branches d'un pont de Wheatstone (fig. 48) comportant trois autres résistances  $R_1, R_2, R_3$  sans coefficient de température. Le pont ne sera équilibré que pour un courant bien défini dans la lampe tare, courant pour lequel la résistance du filament équilibre exactement le pont. On peut faire la discussion de la sensibilité d'un tel montage et montrer que, pour définir la brillance du filament à 1/200 près, il faut définir l'intensité ou la résistance du filament à 1/2 000 près. Un galvanoscope de zéro, de petites dimensions, permet aisément d'atteindre cette précision. Avec un galvanoscope portatif, une variation de température du filament de 1° peut correspondre à un déplacement de l'aiguille de l'instrument de plusieurs millimètres.

On peut remarquer d'ailleurs que, l'instrument intervenant uniquement comme appareil de zéro, une modification du champ ou du spiral n'entraîne aucune erreur dans les mesures. Il suffit de régler le courant de façon à ramener l'aiguille à la position qu'elle avait en l'absence de courant.

D'autre part, on peut associer à chaque lampe tare un pont réglé de façon à reproduire toujours la même brillance du filament. Dans ces conditions, on obtient un ensemble (pont et lampe) rigoureusement interchangeable.

Dans un modèle industriel de l'instrument (fig. 49), le coin est entraîné par un pignon  $p$  mû au moyen d'un tambour gradué portant la graduation en température  $\theta$ . Cette graduation est imprimée une fois



pour toutes par le constructeur et fixée ensuite sur le tambour dont on a réglé correctement le diamètre.

Si on se reporte, en effet, à la formule 17, qui peut s'écrire :  $\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} = \frac{n}{B}$ , on voit que l'échelle de températures, pour divers coins, peut être obtenue par une dilatation convenable d'une échelle établie pour un coin particulier.

Chaque graduation se déplace en face d'un repère  $i$ , de position réglable, de sorte que l'on peut fixer indépendamment le point de départ de chacune des graduations et corriger en particulier les légères différences d'absorption d'une lame absorbante à l'autre.

La pratique montre qu'avec un tel appareil, on a, pour une moyenne de 4 ou 5 mesures, une fidélité et une précision de 1° jusqu'à 1500° et de 2° au voisinage de 2000° C.

**104. Pyromètre à filaments croisés.** — Pour amener le filament tare à avoir une brillance bien définie, on

a proposé une autre méthode qui consiste à croiser deux filaments, dont les caractéristiques (section) sont un peu différentes (fig. 50). Supposons que l'on se propose de porter les deux filaments à une même température de brillance (900° C par exemple) : cela correspond pour les deux filaments à des intensités  $i_1$  et  $i_2$ , les résistances respectives

des filaments sont alors  $r_1$  et  $r_2$  ( $i_1 > i_2$ ,  $r_1 < r_2$ ); par addition d'une résistance convenable  $r$  sur le circuit de  $r_1$ , on peut s'arranger pour que  $i_1(r_1 + r) = i_2 r_2$ . Dans ces conditions, si les deux filaments sont dis-

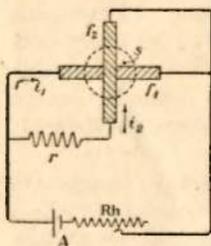


FIG. 50.



posés en dérivation sur le circuit d'un accumulateur A, par action d'un rhéostat de réglage Rh, on pourra les amener à avoir même brillance; leur brillance commune sera parfaitement définie.

Cette disposition a l'avantage de ne nécessiter aucun appareil de mesure pour définir la brillance tare; elle demande toutefois une égalisation des brillances effectuée à l'œil, ce qui diminue un peu la précision. L'instrument se prête en outre moins bien à la mesure de sources de faibles dimensions, à cause de la nécessité d'avoir des filaments d'assez grand diamètre si l'on veut que leur égalisation de brillance soit précise.

105. Contrôle d'un pyromètre à disparition de filament. — Le contrôle de la fidélité d'un pyromètre peut se faire, évidemment, en pointant de temps en temps une enceinte plongée dans un bain de métal (Au, Pd, Pt).

On peut également garder l'échelle de températures au moyen d'une lampe à ruban de tungstène, muni d'un cran repère, pour laquelle on aura déterminé la courbe: température de brillance-courant. Si cette lampe est en atmosphère gazeuse, il importera de l'utiliser toujours dans la même position et, en particulier, de régler avec quelque soin sa verticalité. Une telle lampe, comparée une première fois à l'instrument, permet dans la suite de s'assurer qu'il n'a subi aucune évolution.

106. Avantages et inconvénients du pyromètre à disparition de filament. — Le pyromètre à disparition de filament est un instrument très précis, susceptible de pointer des sources de très petites dimensions avec toute la précision que donnent les mesures photométriques. Ses observations ne sont pas troublées, comme



ce sera le cas pour le pyromètre à radiation totale, par la présence de gaz ( $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ) absorbants dans l'infra-rouge. Les corrections provenant de lames de verre ou de prismes introduits sur le trajet du faisceau peuvent être effectuées avec toute la précision désirable.

Ce pyromètre a toutefois l'inconvénient de nécessiter l'intervention d'un observateur ; il ne peut en aucune façon s'adapter, comme le pyromètre à radiation totale, à des lectures directes à distance ou à un enregistrement automatique.



## CHAPITRE IX

### PYROMÈTRES A RADIATION TOTALE

107. Mesure précise d'un rayonnement total. — Comme nous le verrons plus loin, pour des raisons de sensibilité, on est amené à utiliser dans le pyromètre à radiation totale des miroirs ou lentilles destinés à concentrer le rayonnement sur le récepteur. Une telle solution a l'inconvénient d'introduire d'assez graves complications ; aussi, pour des mesures de précision, utilise-t-on un montage sans aucune pièce optique. Dans ce montage, donné par la figure 51, le flux énergétique issu de la source (par exemple le corps noir à température  $T$ ) est limité par deux diaphragmes  $\alpha_1, \beta_1$ ,  $\alpha_2, \beta_2$  séparés par une distance  $d$  et que nous supposons maintenus à température constante.

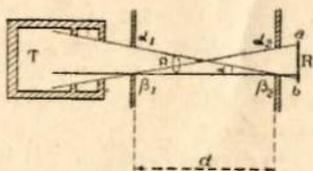


FIG. 51.

Si l'on désigne par  $s_1, s_2$  les surfaces des deux diaphragmes, le flux énergétique qui tombe sur le récepteur R est égal à  $E \frac{s_1 s_2}{r^2}$ ,  $B$  désignant la brillance de la source <sup>1</sup>.

Les diaphragmes  $\alpha_1, \beta_1$  et  $\alpha_2, \beta_2$  peuvent être remplacés par des trous percés dans des plaques opaques. Le récepteur peut jouer lui-même le rôle



En pratique on effectuera une mesure de la déviation donnée par le récepteur lorsque la source rayonne et, enfin, lorsque l'on a disposé à gauche de  $\alpha, \beta$ , un écran opaque, refroidi par une circulation d'eau. S'il s'agit d'un corps noir de température  $T$ , la différence entre les deux mesures correspondra à une puissance :

$$[18] \quad \frac{s_1 s_2}{d^2} \frac{\tau}{\pi} (T^4 - T_0^4),$$

( $T$ , température absolue du corps noir ;  $T_0$  température de l'écran interposé). Pour accroître l'énergie reçue, il y a intérêt à accroître  $s_1$ , mais cela conduit à augmenter les dimensions de la source.

En pratique il est bien difficile de dépasser  $\alpha = 0,1$ , c'est-à-dire un angle solide  $\Omega$  voisin de 0,01 (surface de  $10 \times 10$  cm à 1 m).

Dans ces conditions l'éclairement énergétique  $E$  du récepteur (66), égal à  $B\Omega$ , prendrait, pour une source de température  $T = 1\,000^\circ$  K, la valeur  $0,018$  watt/cm<sup>2</sup>.

108. Échauffement du récepteur. — Les mesures de rayonnement se ramènent en définitive à la mesure de l'échauffement du récepteur sous l'influence du rayonnement étudié. Sans entrer dans les détails, il nous semble utile de préciser l'ordre de grandeur de cet échauffement.

Nous supposons le cas limite où le récepteur est noirci du côté du rayonnement et parfaitement poli sur l'autre face ; nous le supposons dans le vide de façon à négliger le refroidissement par convection, enfin nous négligerons le refroidissement par conductibilité calorifique des fils soudés au récepteur (couple thermoélectrique...).

Dans ces conditions l'énergie reçue est dissipée par rayonnement et l'on a, pour chaque unité de surface :

$$E = \sigma (T_0^4 - \theta^4),$$



( $T_0$ , température prise par le récepteur ;  $\theta$ , température ambiante). On peut développer  $T_0^4 - \theta^4$  en fonction de  $\Delta t = T_0 - \theta$ , il vient alors :

$$[19] \quad \Delta t = \frac{E}{4 \theta^3 \sigma} = 1\,600 \text{ E.}$$

Dans l'exemple du paragraphe précédent (source de  $10 \times 10$  cm placée à 1 m) et pour  $T = 1\,000^\circ \text{K}$  on trouve  $\Delta t = 30^\circ$ . Pour la même source à  $100^\circ \text{C}$  on aurait  $\Delta t = 0.03$  ( $E = 2.10^{-4}$  watt-cm<sup>2</sup>).

Pour un récepteur placé dans l'air le refroidissement par convection est du même ordre que celui par rayonnement, l'échauffement serait alors divisé par 2 ou 3 ; la conductibilité calorifique par les supports peut encore le réduire notablement.

109. Mesure des flux énergétiques très faibles. — Piles thermoélectriques. — Dans les mesures de rayonnements faibles on peut utiliser comme récepteur un bolomètre dont on mesure l'échauffement au pont de Wheatstone (44). Les perfectionnements apportés dans ces dernières années dans la réalisation des piles thermoélectriques ont permis de leur donner une sensibilité égale à celle des meilleurs bolomètres. Comme elles sont d'emploi plus simple, on les a adoptées pour toutes les mesures de rayonnements faibles.

On a proposé autrefois l'emploi de couples bismuth-argent, dont la force thermoélectrique est élevée ; on leur préfère des couples constantan-manganine dont la f.e.m. est plus faible ( $35 \mu\text{V}$  environ par degré) mais qui offrent l'avantage d'une plus faible résistance électrique, avec un très faible coefficient de température.

Si l'on se reporte à la formule précédente, on voit que la f.e.m. maximum d'un tel couple est donnée en micro-

$$35 \times 1\,600 \times E = 5,5.10^4 \text{ E.}$$



Le couple Moll et Burger<sup>1</sup>, placé dans le vide, est fait de deux lames constantan et manganine, soudées bout à bout, l'épaisseur des lames et de la soudure est de  $1\mu$ , la largeur 0,1 mm ; il fournit  $1\mu V$  pour une puissance reçue égale à  $10^{-8}$  watt, ce qui correspond à peu près à la sensibilité limite fournie par la formule précédente.

On peut accroître la f.e.m. en utilisant un assemblage de récepteurs placés côte à côte et soudés chacun à un couple ; les divers couples sont montés en série de façon à ajouter leurs f.e.m. On trouvera dans la notice du constructeur les caractéristiques des diverses piles Moll ; le modèle dans l'air de diamètre 6 mm, comportant 18 soudures, fournit pour une surface noircie de  $10 \times 10$  cm, portée à  $100^{\circ} C$  et placée à 1 m, une f.e.m. d'environ  $20\mu V$ , c'est-à-dire environ  $1\mu V$  par soudure ; la f.e.m. limite (form. 20) serait d'environ  $11\mu V$  par soudure.

De telles piles seront associées à un galvanomètre sensible ; on aura une idée de la sensibilité en se souvenant qu'un tel galvanomètre (Zernike Zc par ex.) peut fournir une déviation de 100 mm par microvolt.

Un montage analogue à celui donné au paragraphe 107 présente l'avantage de fournir une loi rigoureuse en  $T^4$  ; il rencontre néanmoins d'assez sérieuses difficultés, d'une part en raison de l'absorption du rayonnement par  $CO_2$  et la vapeur d'eau interposés, et aussi en raison de l'absorption légèrement sélective du récepteur noirci utilisé dans la mesure.

**110. Pyromètre à radiation totale à tirage variable (Féry).** — Féry le premier a proposé, pour les mesures de température, un pyromètre utilisant la radiation totale de la source.

1 J. Sci. Instrum., 3, p. 349 (1926) Voir également Rev. Scient. Instrum., 3, p. 65, 73, 189 (1932).



Nous avons donné plus haut (67) la théorie de l'instrument dans le cas d'une lentille destinée à former l'image de la source sur le récepteur thermoélectrique (lunette pyrométrique). On trouvera également, sur la figure 52, la marche géométrique des rayons dans le

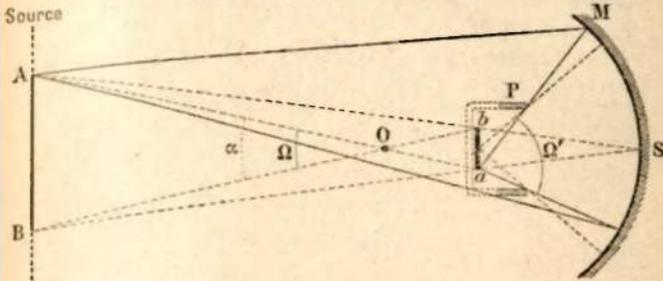


FIG. 52.

pyromètre Féry utilisant un miroir réfléchissant (téléscope pyrométrique). Dans ce dernier appareil, comme dans le précédent, l'angle solide d'ouverture  $\Omega'$  des rayons qui tombent sur un point du récepteur est rendu constant, quel que soit le tirage, grâce à un diaphragme fixe P.

L'emploi d'une lentille ou d'un miroir a, sur le montage du paragraphe 107, l'avantage de donner un flux beaucoup plus grand sur le récepteur. Ce flux est en effet égal à  $B\Omega'$  (66) au lieu de  $B\Omega$ ; la sensibilité est multipliée par  $\Omega'/\Omega$ .

Ce rapport prend une valeur très notable dans le cas d'une lentille ou d'un miroir dont le diamètre d'ouverture est égal à la distance focale. Dans ces conditions, l'énergie recueillie est 100 fois plus grande qu'en l'absence de miroir ou lentille. Les f.e.m. mises en jeu sont, de plusieurs millivolts et peuvent être mesurées au moyen de millivoltmètres portatifs.



111. Dimension de la source à utiliser. — Mise au point. — D'après la figure 52, on voit immédiatement que, du moins à des distances suffisantes, le diamètre de la source à utiliser est sensiblement égal au produit de la distance de la source au pyromètre par l'angle  $\alpha$  sous lequel le récepteur est vu du centre optique de l'instrument.

En pratique, dans les divers modèles courants,  $\alpha$  varie de  $1/20$  à  $1/40$  ( $f = 10$  cm,  $ab = 2$  à  $5$  mm).

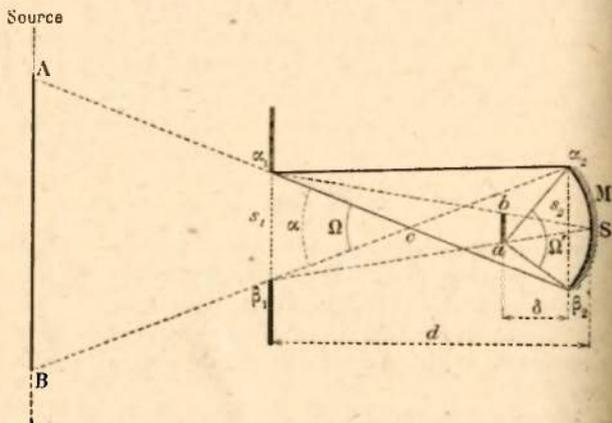


FIG. 53.

Il en résulte que le diamètre de la source à utiliser est de l'ordre de 3 à 5 cm, pour une distance de visée de 1 mètre.

Dans cet appareil (à tirage variable), on effectue une mise au point de la source sur le récepteur au moyen d'un dispositif visuel convenable. Cette mise au point a un sens précis dans le cas du télescope pyrométrique, mais non dans le cas d'une lunette ; la distance



focale est en effet fonction de la longueur d'onde et la mise au point, effectuée pour le spectre visible, n'est en aucune façon valable pour les radiations infra-rouges, les plus actives au point de vue de l'échauffement du récepteur. Un objectif de fluorine de distance focale 20 cm dans le visible a une distance focale de 23 cm pour une longueur d'onde de 10  $\mu$ .

112. **Pyromètres à tirage constant.** — On a proposé des variantes du pyromètre Féry, dans lesquelles on n'effectue plus de mise au point sur la source. Dans ce type d'appareil, la soudure réceptrice  $a b$  est placée

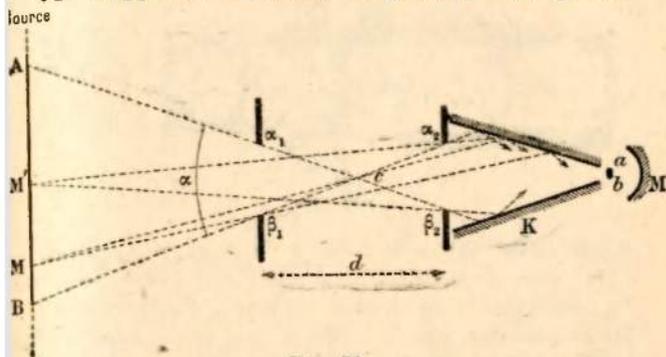


FIG. 54.

dans le plan conjugué du diaphragme d'entrée  $\alpha, \beta$ , par rapport à un miroir concave  $M$  (fig. 53). Tous les rayons qui franchissent le diaphragme et rencontrent le miroir tombent nécessairement sur le récepteur. Ici encore on recueillera sur la soudure une énergie notablement plus grande qu'en l'absence de miroir.

On peut en faire varier l'appareil, donné par la figure 54, RIBAUD : Mesure des températures.

dans lequel le faisceau qui sort du second diaphragme est concentré sur le récepteur au moyen d'un cône poli K. On a ici un gain d'énergie égal au rapport entre la surface du deuxième diaphragme et la surface du récepteur.

**113. Description de la lunette pyrométrique Féry.** — Dans le modèle initial conçu par Féry, l'image de la source est fournie par une lentille plan convexe F en

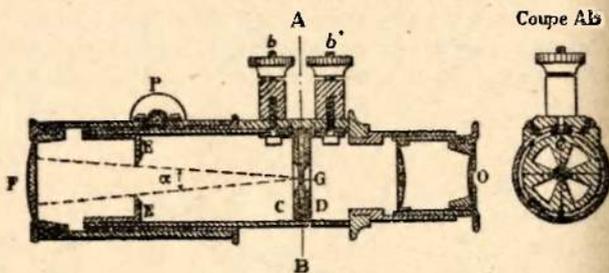


FIG. 55.

fluorine (fig. 55) et formée sur la soudure chaude G d'une pile thermoélectrique reliée aux bornes  $b$   $b'$ . La mise au point est effectuée au moyen d'un pignon P ; un diaphragme fixe E limite à une valeur constante l'angle  $\alpha$ . L'image de la source et la soudure sont observées au moyen d'un oculaire O.

Dans les pyromètres actuels, on utilise, la plupart du temps, un objectif en verre ou en quartz qui absorbe pratiquement tout le rayonnement au delà de  $4\mu$  (71). Cette absorption entraîne des inconvénients sur lesquels nous reviendrons.

**114. Téléscopie pyrométrique Féry.** — Le télescope conçu par Féry a conservé actuellement la forme de



construction que lui avait donnée son auteur (fig. 56). Un miroir concave M, de position réglable au moyen d'un pignon P, donne, de la source, une image sur un couple thermoélectrique C dont les extrémités sont

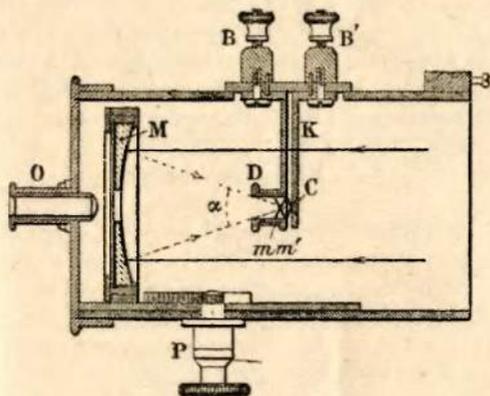
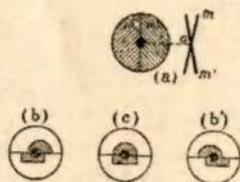


Fig. 56.

reliées aux deux bornes B B'. Un diaphragme D limite à une valeur constante l'angle  $\alpha$  du cône qui tombe sur la soudure chaude. L'observation du récepteur et de l'image de la source, ainsi que la mise au point, s'effectuent au moyen d'un oculaire O et d'un dispositif constitué par deux miroirs semi-circulaires  $m m'$  faisant, entre eux, un angle d'environ  $10^\circ$ . Ces miroirs sont percés, à leur centre, d'un trou de diamètre 1,5 mm qui joue le rôle de diaphragme en avant de C. Nous ne donnerons pas la théorie de ce dispositif ; il nous suffira de dire que si la mise au point est correctement faite,



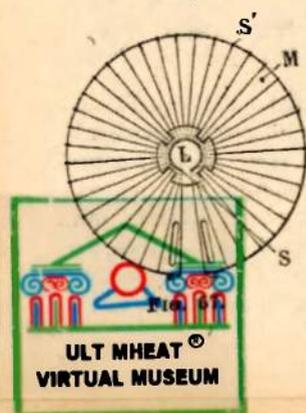
les deux miroirs donnent deux images en coïncidence (c) ; si la mise au point est trop courte ou trop longue, on aura l'un des aspects *b* ou *b'* de la figure.

**115. Pyromètres à tirage fixe.** — Dans des pyromètres à tirage fixe, on ne dispose d'aucune pièce optique de mise au point ; l'instrument est simplement dirigé à la main vers la source et l'on s'arrange pour observer, au millivoltmètre, la déviation maximum. Ce type d'instrument ne permet pas, en particulier, de s'assurer que les dimensions de la source sont suffisantes.

**116. Récepteur thermoélectrique.** — Le récepteur associé à un pyromètre à radiation totale est, la plupart du temps (109), constitué par un petit disque métallique de diamètre 2 mm environ, d'épaisseur très faible (quelques  $\mu$ ), noirci au moyen de noir de fumée et soudé aux fils du couple dont le diamètre sera choisi aussi faible que possible (quelques centièmes de millimètre).

Le couple peut être pris en cuivre constantan (60). Certains constructeurs placent le récepteur dans une ampoule vidée, de façon à éliminer les courants de convection ; on accroît ainsi la sensibilité. Pour aug-

menter la f.e.m. du récepteur, on peut disposer plusieurs soudures chaudes en arrière du disque récepteur noirci, mais sans contact avec lui, les soudures froides étant disposées assez loin du disque récepteur pour ne pas subir d'échauffement. On peut, par exemple, adopter le dispositif de la figure 57, dans lequel les sou-



dures chaudes S sont disposées au centre d'une couronne faite d'un disque M en mica très mince ; avec une telle disposition, on réalise un récepteur fournissant une f.e.m. de l'ordre de 50 mV pour une source à 1 500° C.

**117. Température du récepteur et sensibilité.** — On trouvera ailleurs le calcul de la température que doit atteindre un récepteur dans les conditions d'utilisation (109). L'expérience indique, pour ce récepteur, des températures relativement élevées, susceptibles d'atteindre 250° C. Cela correspond d'ailleurs, pour un couple cuivre constantan dont la f.e.m. est d'environ 40  $\mu$ V par degré, à une f.e.m. de l'ordre de 10 mV. On démontre également que la sensibilité de l'instrument qui, théoriquement, serait indépendante de la dimension du récepteur si l'on néglige la conductibilité calorifique des fils du couple, atteint en réalité une valeur maximum et constante au delà d'un certain diamètre du récepteur (de l'ordre de 1 à 2 mm).

**118. Mesure de la f.e.m. aux bornes du couple.** — Chaque fois que l'on cherche une grande précision il importe d'effectuer au potentiomètre la mesure de la f.e.m. du couple. Dans la pratique courante on utilise des millivoltmètres du type à champ radial et à pivots. De tels appareils doivent être très bien compensés contre les variations de température extérieure et posséder une résistance grande par rapport à celle du couple et des fils de jonction. Le problème se pose, ici, comme dans le cas de mesures au couple (57). Si l'on admet, pour la résistance du circuit extérieur au millivoltmètre, une valeur de l'ordre de 3  $\Omega$ , il importera d'utiliser un millivoltmètre dont la résistance intérieure sera d'une centaine d'ohms. Une résistance de 10 ohms pourrait conduire à des erreurs de l'ordre de 1 %.

119. Variation de la f.e.m. avec la température de la source. — Nous supposons, ici, que la distance et le diamètre de la source sont fixes et que, seule, la température de cette source change. Nous étudierons plus loin l'influence des divers autres facteurs.

Dans le cas d'un pyromètre à radiation totale, le système optique a un facteur de transmission qui varie notablement avec le rayonnement et, par suite, avec la température  $T$  de la source (75). En outre, la tempé-

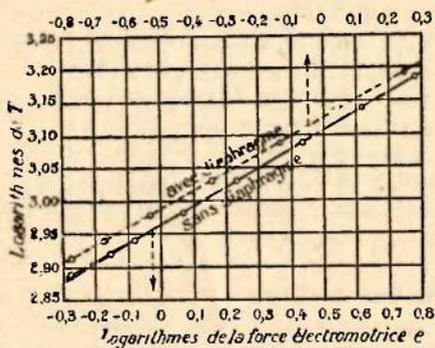


FIG. 58.

rature du récepteur  $T_0$  varie avec  $T$ . Il en résulte que la f.e.m. aux bornes de l'instrument n'est plus donnée par une loi en  $T^4$ . L'expérience montre toutefois que cette f.e.m. peut encore se représenter en fonction de  $T$  par une relation de la forme :

$$e = a (T^b - T_0^b)$$

où  $b$  est un exposant, constant pour un même instrument et qui, pour un télescope, varie entre les limites 3,5 et 4,0. Nous mettons tout de suite en garde contre les erreurs que l'on commettrait en admettant l'expo-



Si l'on porte en abscisses les logarithmes de la f.e.m. et en ordonnées les logarithmes de la température, la courbe de graduation est une droite de pente égale à  $b$  (fig. 58).

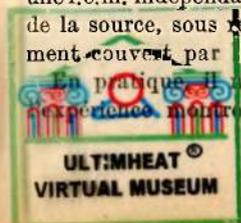
Toutefois, aux températures basses pour lesquelles  $T_0$  n'est pas négligeable devant  $T$ , la courbe s'écarte un peu d'une droite.

**120. Mesures aux températures élevées.** — Pour les mesures aux températures élevées, on dispose, en avant de l'instrument, un diaphragme, de façon à supprimer une partie du faisceau qui tombe sur le système optique. Il est indispensable, d'ailleurs, que ce diaphragme ait une forme convenable, pour que les parties centrales et marginales de l'objectif soient diaphragmées dans le même rapport.

Si l'on trace la courbe de graduation de l'instrument ainsi diaphragmé, on obtient encore une droite (fig. 58), mais la pente de cette droite n'est pas la même qu'en l'absence de diaphragme. Cela s'explique aisément par le fait que la température de la soudure chaude, pour une même température de la source, est plus faible qu'en l'absence de diaphragme ; on peut même prévoir que l'exposant  $b$  de la formule doit croître lorsque l'on ajoute le diaphragme.

**121. Influence de la dimension de l'image de la source sur les indications du pyromètre.** — Dans la théorie donnée plus haut (67), nous avons indiqué qu'un pyromètre à radiation totale devrait donner théoriquement une f.e.m. indépendante des dimensions et de la distance de la source, sous réserve que le récepteur soit totalement couvert par l'image de cette source.

En pratique, il n'en est pas rigoureusement ainsi ; l'expérience montre toutefois que les indications de



l'instrument sont uniquement fonction de la dimension de l'image de la source.

Pour étudier l'influence de cette dimension on peut utiliser une lame de nickel oxydé de 20 cm de longueur, 13 cm de largeur et 0,015 cm d'épaisseur, chauffée par un courant électrique (2 000 ampères). Une telle lame donne une température très uniforme. On place, en avant d'elle, une série de diaphragmes de diamètres variables entre 2 et 10 cm et refroidis par une circulation d'eau. L'expérience montre que la f.e.m. croît toujours avec la dimension de l'image pour un pyromètre à tirage variable. On trouvera le résultat des mesures pour deux pyromètres  $P_1$   $P_2$  sur la figure 59.

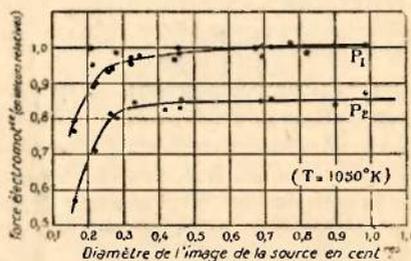


FIG. 59.

La f.e.m. croît de façon très notable lorsque l'image de la source passe de 0,15 cm (diamètre du récepteur) à 1 cm.

Si l'instrument a été gradué avec un diamètre de l'image de la source égal 4 mm, il en résulte des erreurs, sur les f.e.m., respectivement égales à 2 % et 11 % pour des images de 1 et 2 mm. On passe d'ailleurs aisément des erreurs sur les f.e.m. aux erreurs en température au

moyen de la relation  $\frac{de}{e} = 4 \frac{dT}{T}$ . Pour  $T = 1\ 050^\circ\text{K}$ , par



exemple, à laquelle se rapportent les valeurs ci-dessus, l'erreur en température atteindrait 30°.

Ces erreurs proviennent de ce que la partie de l'image de la source qui ne rencontre pas la soudure est arrêtée par les parois voisines, lesquelles s'échauffent et rayonnent vers la soudure, et cela d'autant plus que l'image a un plus grand diamètre.

Les nombres ci-dessus sont valables pour un pyromètre à miroir métallique. Si l'on utilisait un miroir en verre argenté, les écarts seraient notablement plus élevés, en raison de la mauvaise conductibilité calorifique du verre.

Pour un appareil à lunette, dans lequel l'objectif est en verre ou en quartz, très absorbants dans l'infrarouge, l'échauffement de cet objectif et son rayonnement vers la soudure chaude peuvent introduire des erreurs encore plus élevées. Aussi, dans ces instruments, importe-t-il de conserver, dans chaque cas pratique, une dimension d'image voisine de celle pour laquelle le pyromètre a été gradué.

Si l'on désire un instrument à l'abri de ces causes d'erreur, il convient d'utiliser une lentille de fluorine et de ménager, en avant de la soudure, un disque métallique refroidi aussi énergiquement que possible par une circulation d'eau froide.

#### 122. Graduation d'un pyromètre à radiation totale.

— La graduation d'un pyromètre à radiation totale peut s'effectuer comme pour un pyromètre monochromatique, en pointant l'instrument dans une enceinte réalisant les conditions du corps noir et chauffée électriquement; la température en sera donnée par un pyromètre à disparition de filament. Cet étalonnage présente toutefois quelques difficultés, en raison de la grande ouverture à ménager à l'entrée de l'enceinte.



Pour uniformiser la température, on a avantage à utiliser, comme enceinte, un creuset de graphite. Il importe, alors, d'éviter la présence de gaz carbonique entre l'enceinte qui rayonne et le pyromètre. On peut, à cet effet (fig. 60), incliner le four d'environ  $30^\circ$  par rapport à l'horizontale, l'entrée étant pointée vers le bas, de façon à provoquer une circulation lente de l'air extérieur le long du canal de visée.

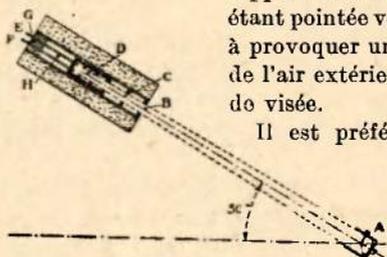


FIG. 60.

Il est préférable, chaque fois qu'on le peut, de substituer au creuset de graphite une enceinte faite d'un tube de porcelaine fermé à un bout et comportant, à l'intérieur, un diaphragme de dimensions convenables. On n'oubliera pas, dans ce cas, que les diaphragmes ne doivent pas intercepter le faisceau utile tombant sur

le miroir de l'instrument. Dans la figure 61, le schéma A suppose le pyromètre pointé sur le diaphragme *a* ; dans le schéma B, la mise au point

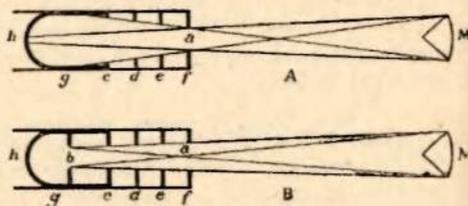


FIG. 61.



est, au contraire, effectuée sur le diaphragme *b* qui limite l'entrée de l'enceinte.

Lorsqu'il s'agit de la comparaison de deux appareils de même type, on peut se contenter de pointer les deux instruments sur une lame de nickel oxydé (121). Toutefois, cette graduation pourrait être grossièrement inexacte si l'on fait appel à deux appareils de types différents, par exemple un appareil à lentille et un appareil à

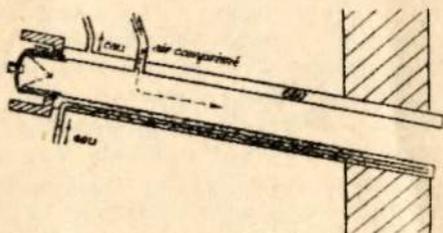


FIG. 62.

miroir, en raison de l'absorption sélective du rayonnement, différente pour chacun des appareils.

Si la mesure de la f.e.m. est effectuée au potentiomètre, on pourra tracer les courbes logarithmiques de graduation (119). Si l'appareil de mesure est un millivoltmètre comportant une graduation en *mV*, on pourra opérer de même pour l'interpolation, bien que la précision soit ici notablement plus faible.

Pour des millivoltmètres ne comportant pas de graduation en *mV* on devra se contenter de porter quelques températures sur l'échelle et d'effectuer ensuite une interpolation judicieuse.

123. Mesures industrielles. — Dans les mesures industrielles, la meilleure solution consiste à plonger à l'inté-

rieur du four un tube réfractaire en porcelaine, dont l'extrémité intérieure est fermée ; on pointera le pyromètre sur le fond de ce tube. Pour certaines installations fixes on peut refroidir le pyromètre par une circulation d'eau, et le pointer dans un tube non fermé, dans lequel on insufflera un léger courant d'air, de façon à éliminer les gaz absorbants qui fausseraient les mesures (fig. 61).

124. Causes d'erreurs dans les mesures au pyromètre à radiation. — Nous croyons utile d'insister sur les multiples causes d'erreurs rencontrées dans les mesures effectuées au moyen d'un pyromètre à radiation totale. D'une part le millivoltmètre, associé au pyromètre, doit avoir un coefficient de température négligeable et une résistance intérieure suffisamment élevée. Il importe en outre de ne pas modifier les fils de jonction entre le pyromètre et le millivoltmètre, en particulier dans le cas d'indications à distance. Nous avons signalé plus haut les erreurs qui tiennent à la dimension de l'image de la source.

L'inertie calorifique de l'instrument, due à l'échauffement progressif des diverses parties du pyromètre sous l'influence du rayonnement de la source, peut introduire des erreurs si l'on ne s'astreint pas à attendre que l'appareil ait pris sa température de régime. En outre, pour tous les appareils dans lesquels le récepteur est placé à l'air libre, l'orientation du pyromètre, modifiant les courants de convection à la surface du récepteur, peut changer la température de ce dernier et, par suite, les indications de l'instrument.

Dans un tel pyromètre, il faut également maintenir en parfait état de propreté les miroirs ou lentilles, et éviter la présence de poussières. Pour un miroir mal nettoyé, les erreurs dépassent couramment 100°. A ce propos on donnera la préférence aux miroirs en acier



inoxydable, s'altérant peu, dont la surface peut être polie avec tout le soin désirable et dont la conductibilité calorifique permet une élimination facile de la chaleur absorbée.

Il importe enfin de se mettre à l'abri des erreurs qui proviennent des gaz absorbants ( $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ) interposés entre la source et le pyromètre. Nous rappellerons, à titre d'indication, qu'une couche d'air atmosphérique ordinaire d'épaisseur 50 cm absorbe environ 3 % du rayonnement incident, ce qui correspond en température à une correction relative d'environ 7/1 000. Bien entendu une telle cause d'erreur sera particulièrement importante au voisinage de fours industriels, où la teneur en gaz carbonique peut être notable.

**125. Avantages et inconvénients du pyromètre à radiation totale.** — Aux inconvénients signalés ci-dessus s'en ajoutent d'autres qui tiennent, en particulier, à la difficulté d'interposer des lames transparentes entre la source et le pyromètre, par exemple dans le cas d'un four à vide ; une lame de verre donnerait des corrections tout à fait inadmissibles. En cas de nécessité, on devra utiliser des lames de fluorine ou de sel gemme.

En revanche, le pyromètre à radiation totale a, sur le pyromètre monochromatique, l'avantage de se prêter à des indications à distance et à l'enregistrement automatique des températures. L'instrument est un appareil à lecture directe, ne nécessitant pas d'évaluations photométriques, comme dans le cas du pyromètre monochromatique. C'est, semble-t-il, la raison pour laquelle il conserve une place dans les mesures industrielles.

**126. At très bien de pyromètre à radiation.** — Féry a préconisé l'emploi d'un instrument analogue au téles-



cope pyrométrique, mais dans lequel on substitue au récepteur thermoélectrique un spiral bimétallique S (fig. 63) constitué par deux bandes de deux métaux différents accolés, de 2 mm de largeur et 0,02 mm d'épaisseur, roulées en forme de spirale de 2 mm de diamètre. Sous l'influence du rayonnement, la spirale s'échauffe et se déforme, entraînant une pointe d'aluminium P, qui se déplace en avant d'un cadran gradué W, sur lequel elle projette son ombre. Un dispositif

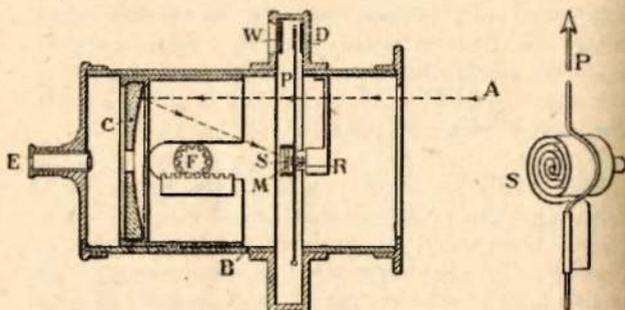


FIG. 63.

de réglage permet de corriger, avant chaque mesure, les déplacements du zéro du spiral.

Cet appareil a été imité fréquemment depuis, soit que l'on remplace le miroir concave par une lentille de verre, soit que l'on substitue à l'oculaire E un simple verre dépoli, sur lequel se projettent l'image de la source et l'ombre du spiral. Un tel instrument ne peut prétendre à une grande précision, par suite de son inertie calorifique et de son hystérésis élastique, beaucoup plus importantes que dans le pyromètre à couple.

On l'utilise toutefois pour des mesures assez grossières, à cause de la simplicité de sa construction.



On a proposé également un pyromètre dans lequel le récepteur est constitué par de petits barreaux de fer-nickel, dont la perméabilité magnétique varie avec la température. Deux barreaux sont calés suivant un certain angle sur l'axe de rotation de l'aiguille, et sont disposés dans l'entrefer d'un petit aimant. Lorsque les deux barreaux sont à la même température, ils prennent une position d'équilibre déterminée. L'un des barreaux, muni d'un petit disque noirci, reçoit le rayonnement de la source, s'échauffe, et son aimantation diminue. L'ensemble des deux barreaux tourne alors d'un certain angle qui peut définir la température de la source. Un tel instrument possède, comme le pyromètre à spiral, une inertie calorifique assez notable.



## CHAPITRE X

### PYROMÈTRES A DILATATION. — PYROMÈTRES A ÉCOULEMENT DE GAZ. — PRINCIPE DE QUELQUES MÉTHODES DE MESURE DES TEM- PÉRATURES. — REPÈRES PYROMÉTRIQUES.

---

#### 127. Pyromètres à dilatation. — Pyromètre à cadran.

— Chacun de nous se souvient de l'antique pyromètre à cadran, figurant dans toutes les collections de physique de nos établissements d'enseignement et dont l'unique ambition était de nous laisser entrevoir, souvent bien mal, le phénomène de dilatation des solides.

Chévenard a eu le très grand mérite de faire de cet appareil un instrument précis, s'adaptant à des cas très variés de la pratique de la pyrométrie. Sa description est donnée par la figure 64.

Pour que l'instrument soit fidèle il faut disposer d'un alliage sans résidu de dilatation, à dilatation régulière ; cet alliage, réalisé par les aciéries d'Imphy sous le nom de pyros (Ni, Cr, Ta), est disposé sous forme d'un barreau E de 15 cm de longueur à l'intérieur d'un tube T en silice fondue de 140 cm de longueur, d'épaisseur 2 mm, fermé par une pastille de silice parfaitement dressée. La transmission de la dilatation du barreau de pyros jusqu'au dispositif d'amplification s'effectue au moyen d'une tige *t* en silice fondue, prolongée par un



coulisseau d'acier *c* prenant appui contre une pointe fixée au bras de levier *L*. Les indications de l'appareil sont fournies par une aiguille *A* se déplaçant sur une graduation en degrés, fixée rigidement à l'extrémité du tube *T*.

Grâce aux soins apportés à l'exécution des pivots, l'appareil a une hystérésis négligeable ; jusqu'à  $1000^{\circ}\text{C}$  la déformation visqueuse de l'étalon pyros est nulle, à  $1100^{\circ}$  elle reste faible, de l'ordre de  $1^{\circ}$  par heure.

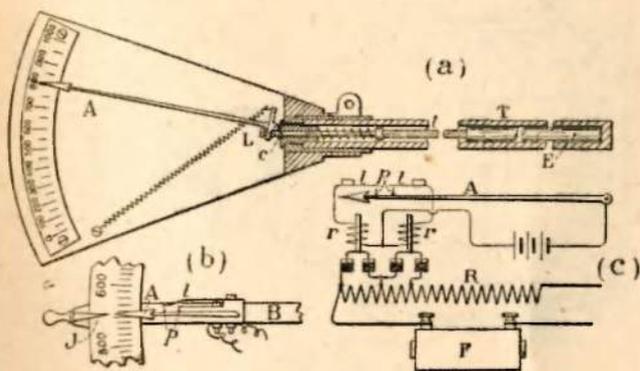


FIG. 64.

Étant données les forces mécaniques importantes mises en jeu, l'instrument s'adapte facilement à la régulation de la température d'un four ; dans ce but l'aiguille *A* peut provoquer la fermeture de contacts grâce à des pointes venant appuyer contre des lamelles flexibles *l* (fig. *b*) montées sur une monture isolante *B* ; cette monture tourne autour d'un axe situé dans le plan de rotation de *A* et porte un index gradué qui permet de régler à l'avance la température de mesure. La figure *c* donne le montage dans le cas où

l'on désire agir sur la résistance de chauffe  $R$  du four ; grâce à deux relais  $r$  on peut mettre en circuit ou supprimer deux fractions de cette résistance.

**128. Pyromètres enregistreurs à dilatation.** — L'appareil s'adapte également très bien à l'enregistrement des températures ; les forces mécaniques y sont suffisantes pour produire un tracé continu des déplacements de l'extrémité de l'aiguille, munie d'une plume encreée, sur un cylindre enregistreur  $C$  (fig. 65), mû par un mou-

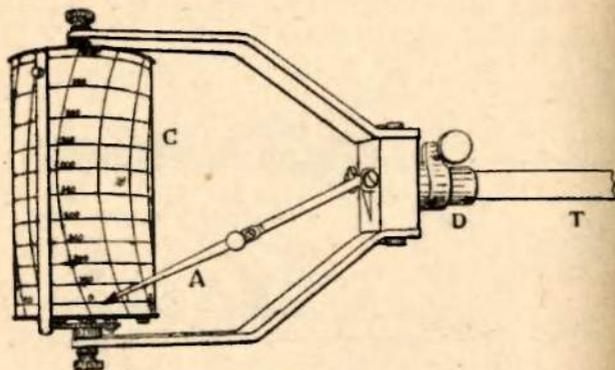


FIG. 65.

vement d'horlogerie intérieur, et portant une feuille de papier graduée en températures.

La courbe reproduite sur la figure 66 montre toute la netteté des enregistrements et en même temps l'efficacité du dispositif régulateur décrit plus haut. Les fluctuations autour de la valeur moyenne de la température de réglage (800 et 600° C) n'atteignent que quelques degrés.



Les fluctuations importantes sont dus aux chutes de température causées par l'extraction d'objets du four.

129. Thermomètres à bilame. — Pour la mesure des températures on peut utiliser des bilames constituées par deux lames de métaux, de coefficients de dilatation aussi différents que possible, soudées sur toute leur longueur. Une variation de la température d'une telle bilame entraîne un changement de sa courbure. On trouve dans le commerce des bilames d'épaisseurs comprises entre 0,05 et 2 mm, de largeurs variées et dont la longueur atteint plusieurs mètres. Les aciéries

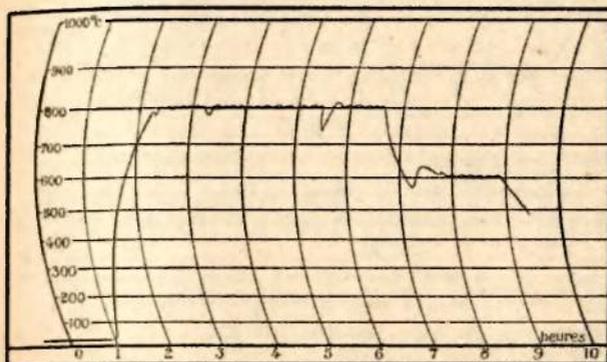


FIG. 63.

d'Imphy ont étudié de telles bilames susceptibles de servir jusqu'à 550° C.

Pour une élévation de température  $\Delta t$ , le déplacement  $\epsilon$  de l'extrémité d'une bilame rectiligne est donné par la formule :  $\epsilon = K \frac{l^2}{e} \Delta t$  ( $l$ , longueur ;  $e$ , épaisseur ;  $K$ ,

constante). Pour une bilame laiton-invar on a  $K = 13,10^{-6}$  ( $l$  et  $e$  en mm). Les forces mécaniques mises en jeu par ces bilames permettent de les utiliser à l'enregis-

trage en à la régulation des températures d'étuves ou d' fours. Nous avons rencontré une autre application

dans la mesure de la température de radiation d'un four (126).

**130. Pyromètres basés sur l'écoulement d'un gaz.** — **Pyromètre à viscosité.** — Les diverses constantes physiques d'un gaz sont fonction de la température, et l'on peut songer à les utiliser à la mesure, ou plus exactement au repérage, de cette température. On a réalisé en particulier un instrument basé sur la variation de la viscosité d'un gaz avec la température ; à cet effet on fait écouler le gaz à travers un tube de platine prolongé par une partie capillaire, enroulée sur elle-même, et logée dans la partie du four où l'on veut mesurer la température. Pour une pression donnée le débit de gaz est fonction de cette température ; en fait, pour des raisons pratiques, dans l'appareil étudié par A. Job on préfère se fixer le débit <sup>1</sup> et mesurer la pression d'écoulement. Entre 400 et 1 500° C cette pression est très sensiblement linéaire en fonction de la température et sa variation suffisamment grande pour se prêter à des mesures précises.

**131. Pyromètre basé sur l'écoulement à travers un orifice en mince paroi.** — Chopin <sup>2</sup> a proposé et réalisé un pyromètre utilisant l'écoulement d'un gaz à travers deux orifices successifs en mince paroi disposés, l'un  $S_1$  à la température ambiante, l'autre  $S_2$  à la température élevée à mesurer (fig. 67).

On sait que la vitesse  $v$  prise par un fluide traversant lentement un orifice en mince paroi est donnée par  $v = \sqrt{2gz}$ ,  $z$  représentant la hauteur du fluide équivalente à la chute de pression sous laquelle se fait l'écou-



**ULTIMHEAT<sup>®</sup>**  
**VIRTUAL MUSEUM**

tous détails dans P. LEBEAU, *Fours électriques et Presses Universitaires, édit.*  
2. C. S. A. S. C., 186, p. 1832 (1928).

ment. Nous admettons en outre que la pression absolue du gaz qui traverse chacun des orifices  $S_1$  et  $S_2$  est la même<sup>1</sup>; dans ces conditions, les deux vitesses d'écoulement sont données respectivement par :

$$v_1 = A \sqrt{X_1 T_1}, \quad v_2 = A \sqrt{X_2 T_2},$$

( $X_1$   $X_2$ , dénivellations sous lesquelles s'effectuent les écoulements à travers les deux orifices ;  $T_1$   $T_2$ , températures absolues des deux orifices). Si l'on écrit que le débit massique de gaz est le même à travers les deux orifices il vient :

$$S_1 v_1 \frac{B}{T_1} = S_2 v_2 \frac{B}{T_2}, \quad (S_1 \text{ et } S_2, \text{ sections des deux orifices})^2.$$

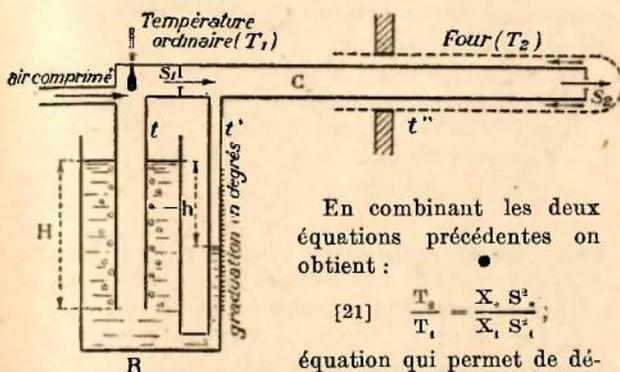


FIG. 67.

En combinant les deux équations précédentes on obtient :

$$[21] \quad \frac{T_2}{T_1} = \frac{X_2 S_1^2}{X_1 S_2^2},$$

équation qui permet de déduire  $T_1$  de  $T_2$ . Le rapport des sections peut d'ailleurs

être obtenu en plaçant les deux orifices à la même température  $T_1$  ; on a ainsi :

$$1 = \frac{X_2' S_1^2}{X_1' S_2^2} \text{ d'où } \frac{T_2}{T_1} = \frac{X_2 X_1'}{X_1 X_2'}$$

de  $H$  et  $h$  sont négligeables devant la pression atmosphérique. Dans la suite, nous supposons  $S_2$  indépendante de la température.

ULTIMHEAT  
VIRTUAL MUSEUM

En réalité les approximations faites au cours des calculs ne justifieraient pas une graduation *a priori* de l'instrument au moyen de la formule précédente. En pratique, dans l'appareil réalisé on utilise un réservoir R contenant de l'eau à niveau constant (fig. 67), un tube *t* plongeant dans cette eau à une profondeur H permet de maintenir à une valeur constante la pression amont ; si, en effet, la pression de l'air comprimé alimentant l'appareil est trop forte, le gaz s'échappe en bulles par l'orifice inférieur du tube *t*. La hauteur *h*, qui représente la dénivellation correspondant à l'écoulement à travers *S*<sub>2</sub>, est uniquement fonction de la température *T*<sub>2</sub> et l'on peut tracer sur le tube *t* une graduation en degrés obtenue empiriquement au moyen de températures repères.

Cette graduation est effectuée, par exemple pour *T*<sub>1</sub> = 20° ; si cette température se modifie et devient *T*'<sub>1</sub>, d'après la relation 21, pour une même dénivellation *h* la température mesurée sera *T*'<sub>2</sub> telle que :

$$\frac{T_2}{T_1} - \frac{T'_2}{T'_1} = \frac{T_2 - T'_2}{T_1 - T'_1}$$

Cette équation permet de calculer la correction *T*'<sub>2</sub> — *T*<sub>2</sub> ; pour *T*<sub>2</sub> = 1 200° K et *T*<sub>1</sub> = 300° K, elle est 4 fois plus grande que la correction sur *T*<sub>1</sub>.

L'instrument peut être muni d'un tube *t*' permettant l'évacuation de l'air qui a traversé *S*<sub>2</sub> ; l'extrémité ainsi formée prend alors le même aspect qu'une canne pyrométrique à couple avec son tube de protection et peut servir à prendre la température de bains liquides.

La dénivellation *h*, et par suite la température, peuvent être indiquées et même enregistrées à distance au moyen d'un dispositif manométrique habituel branché sur la partie C.

182. Pyromètre calorimétrique. — On a proposé



depuis longtemps (Coulomb) l'emploi d'une méthode calorimétrique pour la mesure des températures ; un corps, de masse calorifique connue, porté à la température à mesurer, est plongé dans un calorimètre dont on détermine l'échauffement. La méthode, mise en œuvre en particulier par Violle pour la fixation du point de fusion du platine, a fourni des nombres parfaitement cohérents et corrects ; elle suppose toutefois la connaissance exacte de la chaleur spécifique du corps utilisé à toutes les températures.

Nous n'insisterons pas sur la méthode ; nous nous contenterons de décrire sommairement une forme récente de l'instrument<sup>1</sup> (fig. 68). Le corps porté à haute température est un tronc de cône en baros E, très faiblement oxydable ; le refroidissement pendant le trajet du four jusqu'au calorimètre est évité en disposant autour de E un manchon M également en baros, porté lui aussi à la température du four ; le transport s'effectue grâce à un long manche *m*, muni d'une poignée et traversé suivant son axe par une tige *t* que l'on peut retirer de façon à libérer E.

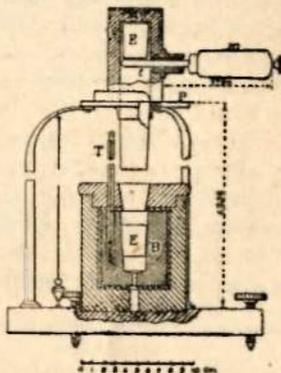


FIG. 68.

L'usage d'un liquide comme corps calorimétrique entraîne des projections et une vaporisation de liquide ; on lui a substitué un bloc de cuivre B dont l'échauffement est mesuré au moyen d'un thermomètre T sensi-



ble au 1/10 de degré ; il est indispensable que E s'adapte très bien dans le bloc de cuivre, le baros présente à ce point de vue l'avantage de se recouvrir d'une couche d'oxyde extrêmement mince. Un tel instrument, bien utilisé, permet des mesures de températures dont l'incertitude n'excède pas 10° jusqu'à 1 100° C.

**133. Méthodes d'absorption.** — Pour déterminer la température d'un gaz on peut utiliser une méthode basée sur le principe suivant. Si l'on enferme un gaz dans un récipient dont une partie est à la température absolue  $T_0$ , l'autre partie à la température  $T$ , comme la pression est la même des deux côtés, les nombres  $n_0$  et  $n$  de molécules du gaz par unité de volume sont reliés aux températures par la relation :  $n_0 T_0 = nT$ . Toute mesure qui permettra de comparer  $n$  et  $n_0$  fournira la valeur de  $T$  si l'on a  $T_0$ .

On peut faire appel en particulier aux phénomènes d'absorption de la lumière. Supposons le gaz absorbant dans le spectre visible, le chlore par exemple ; si l'on mesure les facteurs de transmission  $\tau_0$  et  $\tau$  d'une même épaisseur de gaz, aux deux températures et pour une radiation monochromatique, on a d'après les lois bien connues de l'absorption (71) :  $\frac{\log \tau}{\log \tau_0} = \frac{n}{n_0} = \frac{T_0}{T}$ . Cette relation suppose toutefois que l'absorption d'une molécule individuelle n'est pas modifiée par la température, ce qui n'est qu'assez grossièrement réalisé ; elle suppose en outre que les molécules utilisées ne subissent aucune dissociation à température élevée. Les rayons X ont permis de mettre en œuvre la méthode précédente dans le cas d'un gaz transparent dans le visible ; les mesures ont porté en particulier sur la détermination de la température du gaz (azote) dans la colonne positive des tubes de l'arc sont percées d'un canal



axial par lequel on fait passer le pinceau de rayons X ; deux mesures d'absorption, effectuées avec l'arc en fonctionnement ou non, permettent d'avoir la température.

On a proposé également l'emploi de particules  $\alpha$  dont on mesure l'absorption à travers le gaz. Nous passons sur les difficultés techniques inhérentes à de telles mesures.

134. Méthode du spectre de bandes. — On sait qu'une molécule gazeuse émet un spectre de bandes de rotation vibration ; chaque bande est constituée par un assemblage de raies résolubles caractérisées chacune par un nombre quantique  $n$ . La probabilité d'existence d'une molécule dans l'état quantique  $n$  ou, ce qui revient au même, l'intensité de la raie correspondant à  $n$  est donnée par la relation <sup>1</sup> :

$$[22] \quad J_n = A (2n+1) \frac{K n (n+1)}{T} \quad \text{avec } K = \frac{\hbar^2}{8 \pi^2 k I}$$

(I, moment d'inertie de la molécule).

Si l'on mesure l'intensité des diverses raies et si l'on porte en abscisses  $n(n+1)$  et en ordonnées  $\log \frac{J_n}{2n+1}$ , on obtient une droite dont la pente  $\frac{\hbar^2}{8 \pi^2 k I T}$  permet de calculer T.

On peut également déterminer le nombre quantique  $n_1$  relatif à la raie la plus intense ; si l'on égale à zéro la dérivée par rapport à  $n$  du second membre de l'équation 22, on obtient immédiatement :

$$T = 2 K (n_1 + 1/2)^2 = \frac{(n_1 + 1/2)^2 \hbar^2}{4 \pi^2 k I}$$

La méthode, qui suppose l'emploi d'un réseau suffisamment dispersif pour séparer les diverses raies d'une bande, a été proposée par exemple par RIVAUD, *J. de Physique*, 6, p. 56 (1935).



même bande, a servi en particulier à la mesure de la température de la colonne positive de l'arc entre électrodes de carbone, par observation des bandes de CN et C<sup>2</sup> <sup>1</sup>; elle a même permis de fixer la température de l'étincelle condensée éclatant sous l'eau, par observation des bandes de OH présentes dans le spectre émis.

**135. Repères pyrométriques.** — Pour certaines opérations courantes il est commode de disposer de repères permettant de saisir le moment où une température déterminée est atteinte dans un four:

On utilise depuis très longtemps dans l'industrie des montres fusibles (Seger) ayant la forme de pyramides triangulaires, de hauteur 5 cm (2 cm pour les moins fusibles) et faites de mélanges convenables de sable pur, de feldspath, de carbonate de chaux et de kaolin; pour les moins fusibles on ajoute de l'alumine pure, pour les plus fusibles des oxydes de fer et de plomb, du carbonate de soude et de l'acide borique. Sous l'action de la chaleur elles subissent un retrait, puis s'incurvent jusqu'à ce que la pointe touche le plan de base. Il reste entendu que ces montres ne se prêtent qu'à des indications assez grossières, ne restant comparables que dans des conditions d'utilisation identiques: même atmosphère, même vitesse d'échauffement...; les gaz du four ont en particulier une influence marquée et certaines montres indiquent des températures d'affaissement qui, dans des fours à combustibles et dans des fours électriques, peuvent différer de 100°

Les points de transformation de certains alliages se manifestent à ces températures assez régulières pour qu'on puisse les faire servir à des repérages de températures. On peut en particulier utiliser le point de dis-

<sup>1</sup>. Voir CASPERN, J. de Physique, 4, p. 613 (1933).



parition du ferromagnétisme de certains alliages (point de Curie). Les alliages de nickel, cobalt et chrome, peu oxydables, ont une courbe aimantation-température qui tombe très brusquement au voisinage du point de Curie<sup>1</sup>; par un choix convenable de leur composition on peut disposer de repères s'échelonnant depuis la température ordinaire jusqu'à 1 130° C (cobalt pur). En pratique, aux températures supérieures à 370° on pourra disposer dans le four deux fragments d'alliages (nickel-cobalt) dont les points de Curie encadrent la température de régime du four; chacun de ces alliages est placé au sein d'un bloc de nickel destiné à ralentir le refroidissement. Au moment d'une mesure on retire les deux blocs et on approche un aimant de chacun d'eux, de façon à contrôler la disparition du ferromagnétisme dans l'alliage (le nickel n'est plus ferromagnétique).

Dans le cas de fours à chauffage électrique, si le courant utilisé est continu, on dispose à son intérieur un barreau de l'alliage convenable, ce barreau s'aimante dans le champ produit par le courant de chauffe; une boussole placée à l'extérieur accuse, par une brusque déviation, la disparition du ferromagnétisme dans l'échantillon. Enfin si le chauffage est réalisé au moyen de courant alternatif, on dispose autour de l'enroulement de chauffe qui jouera le rôle de primaire, un enroulement supplémentaire relié à un ampèremètre thermique sensible et jouant le rôle de secondaire; le barreau d'alliage constitue le noyau du transformateur ainsi réalisé. La disparition du ferromagnétisme se traduit par une brusque modification du courant induit dans le secondaire.



collection, WEISS et FOEX, *Le magnétisme*,

## CHAPITRE XI

### ERREURS DE CONDUCTIBILITÉ ET DE RAYONNEMENT DANS LES MESURES THERMOMÉTRIQUES. — MESURES DES TEMPÉRATURES DE SURFACES ET DES TEMPÉRATURES DES GAZ (FLAMMES).

---

136. Causes d'erreur dans les mesures thermométriques. — Dans beaucoup de mesures thermométriques l'instrument de mesure ne prend pas exactement la température de l'enceinte dans laquelle il se trouve plongé ; ceci se produira chaque fois que l'instrument pourra perdre vers l'extérieur de la chaleur par conductibilité ou rayonnement. Les mesures deviennent encore beaucoup plus délicates chaque fois que l'on se propose de mesurer la température en un point particulier d'une enceinte dans laquelle la température n'est pas uniforme. Enfin, dans certaines mesures, en particulier dans les mesures de températures de surface, il importe que la mise en place de l'instrument de mesures ne vienne pas perturber le régime des températures et modifier la température que l'on se propose de mesurer.

Il semble bien difficile d'exposer l'ensemble de ces causes d'erreur sous une forme didactique satisfaisante, aussi allons-nous nous borner à quelques cas types que pose la technique courante en indiquant, à propos



de chacun d'eux, les précautions à prendre et, au besoin, la manière d'effectuer le calcul des corrections.

137. **Température au sein d'un tube réfractaire fermé plongé dans une enceinte.** — Nous supposons d'abord qu'un tel tube est plongé dans un bain de métal de façon à définir une température parfaitement uniforme  $T$  au contact de la paroi extérieure (fig. 69). Ce cas se rencontre dans les mesures au pyromètre optique au sein d'un bain métallique et dans les mesures au moyen d'un thermomètre à résistance ou d'un thermocouple entourés d'un tube protecteur.

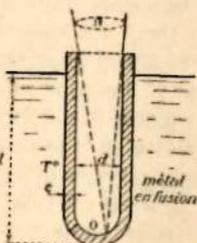


FIG. 69.

Considérons d'abord un point  $O$  de la face intérieure du fond du tube; l'élément de surface qui l'entoure rayonne de l'énergie à l'extérieur dans un angle solide  $\Omega$ , cette énergie doit nécessairement lui être transmise par conductibilité thermique à travers le réfractaire à la faveur d'une différence de température  $\Delta T$  entre la face extérieure et la face intérieure.

On peut admettre que les parties verticales intérieures du tube rayonnent peu vers l'extérieur <sup>1</sup> et que le rayonnement est limité à la surface  $s$  du fond du tube; sa

valeur est :  $\Omega s \frac{\sigma}{\pi} T^4$ . Ce rayonnement est compensé

par l'apport de chaleur qui s'effectue par conductibilité à travers la surface latérale  $S = \pi dl$  du tube; cet apport

d'énergie a pour valeur :  $k S \frac{\Delta T}{e}$  ( $k$ , conductibilité calo-

1. L'émission de chaque élément se fait sous une incidence pratique, au lieu de se faire dans toutes les directions. La correction que nous aurons plus loin constituera une valeur inférieure.



rique en watts  $\text{cm}^2$  degré). En égalant les deux grandeurs précédentes il vient :

$$\Delta T = \frac{e}{k} \frac{5,7}{16} \left[ \frac{d}{l} \right]^3 \left[ \frac{T}{1000} \right]^4.$$

Précisons les ordres de grandeur ; prenons  $e = 1$  cm,  $k = 0,01$  (valable pour les porcelaines courantes),  $\frac{l}{d} = 10$ ,  $T = 2000^\circ \text{K}$  ; il vient  $\Delta T = 0,6$  ; cette correction serait 5 fois plus faible au point de fusion de l'or.

Dans des mesures de précision au pyromètre optique (77) il importera de choisir  $e$  aussi faible que possible (0,3 mm) et un diamètre très faible par rapport à la longueur ; on donnera également la préférence, chaque fois qu'on le pourra, à des tubes ayant une grande conductibilité calorifique (graphite  $k = 0,1$  environ).

Dans ce qui précède nous avons supposé le tube réfractaire en contact avec un métal ; si le tube est placé à l'intérieur d'une enceinte à température  $T'$ , vide ou remplie d'un gaz, la température  $T$  prise par la paroi extérieure du tube sera nécessairement inférieure à  $T'$ , l'énergie perdue par le rayonnement du tube devant lui être apportée de l'enceinte par convection ou rayonnement. On peut négliger la convection ; un calcul simple fournit alors pour la différence  $T' - T$  la valeur  $\frac{T}{64} \left[ \frac{d}{l} \right]^3$ , toujours très faible si l'on choisit un rapport  $l/d$  supérieur à 5 ; il en est de même lorsque l'on dispose l'un autour de l'autre deux tubes protecteurs. Le seul inconvénient est ici d'accroître la durée d'établissement du régime de température.

Remarquons enfin qu'un tube de protection, plongé dans une enceinte de température non uniforme, ne marquera pas la température de l'endroit où il se trouve ; la convection des gaz joue beaucoup moins que le rayonnement et le tube prendra, en fait, une



température moyenne entre les diverses températures de l'enceinte.

**138. Influence de la conductibilité calorifique. —**

Nous allons envisager d'abord le cas d'un tube de protection (ou d'un fil métallique) plongé dans une enceinte à température  $T$  et étudier la répartition des températures du fait de la conductibilité calorifique.

Considérons une tranche de 1 cm de longueur à la distance  $x$  de la paroi (fig. 70), soit  $t$  sa température absolue ; cette tranche reçoit par seconde, par rayonnement de l'enceinte, une quantité d'énergie égale à  $\varepsilon \pi d \sigma (T^4 - t^4) *$  ; elle perd par conducti-

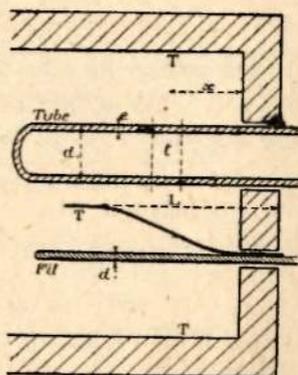


FIG. 70.

bilité dans le même temps une quantité d'énergie  $k \pi d e \frac{d^2 t}{dx^2}$  ; en régime permanent ces deux quantités sont égales, ce qui conduit à l'équation :

$$[23] \quad \frac{d^2 t}{dx^2} = - \frac{\varepsilon \sigma}{k e} (T^4 - t^4).$$

On a une approximation suffisante en développant  $T^4 - t^4$  ;  $T^4 - t^4 = (T - t) (T^3 + T^2 t + T t^2 + t^3)$ , et admettant dans le second membre  $t = \frac{T}{2}$  ; on obtient

ainsi sensiblement :

$\frac{d^2 t}{dx^2} = - \frac{\varepsilon \sigma}{k e} (T^4 - t^4)$  al du tube ;  $\varepsilon = 0,20$  environ pour la porcelaine et le platin ;  $\varepsilon = 0,9$  pour le graphite.



$$T^4 - t^4 - 2 T^3 (T - t).$$

L'équation 23 s'écrit alors :

$$\frac{d^2 t}{dx^2} = -A^2 (T - t) \quad \text{avec} \quad A = \sqrt{\frac{2T^3 \epsilon \sigma}{ke}};$$

l'intégration immédiate donne :

$$\frac{T - t}{T} = e^{-Ax}.$$

La température du tube, nulle à l'extérieur de l'enceinte, croît asymptotiquement vers  $T$  pour une distance suffisante de la paroi. Si l'on veut que  $\frac{T - t}{T}$  soit inférieur à 1/1 000 il faut que la distance  $L$  à la paroi soit telle que  $AL = 7$ , ce qui fournit pour la longueur  $L$  de la zone de non uniformité la valeur :

$$L = 7 \sqrt{\frac{ke}{2T^3 \epsilon \sigma}};$$

pour un fil de diamètre  $d$  on trouverait de même :

$$L = 7 \sqrt{\frac{kd}{8T^3 \epsilon \sigma}}.$$

Précisons les ordres de grandeur ; pour un tube de porcelaine ( $k = 0,01$  ;  $\epsilon = 0,2$ )

$$e = 0,5 \text{ cm} ; T = 1\,500^\circ \text{ K} : L = 5 \text{ cm.}$$

$$e = 0,5 \text{ cm} ; T = 1\,000^\circ \text{ K} : L = 10 \text{ cm.}$$

$$e = 0,1 \text{ cm} : T = 1\,000^\circ \text{ K} : L = 5 \text{ cm.}$$

Pour un tube de graphite ( $k = 1$  ;  $\epsilon = 0,8$ ) les longueurs précédentes seraient 5 fois plus grandes.

Pour un fil de platine ( $k = 1$  ;  $\epsilon = 0,2$ ) on a :

$$\text{pour } d = 0,1 \text{ cm} ; T = 1\,500^\circ \text{ K} : L = 12 \text{ cm.}$$

$$d = 0,05 \text{ cm} ; T = 1\,500^\circ \text{ K} : L = 8 \text{ cm.}$$

$$d = 0,05 \text{ cm} ; T = 1\,000^\circ \text{ K} : L = 15 \text{ cm.}$$

Ce dernier exemple correspond au cas d'un fil de couple plongé dans un tube protecteur au sein d'un métal en fusion ; les chiffres obtenus montrent bien la





est tout à fait correcte. De même dans le cas d'une surface plane chauffante surmontée d'une couche isolante

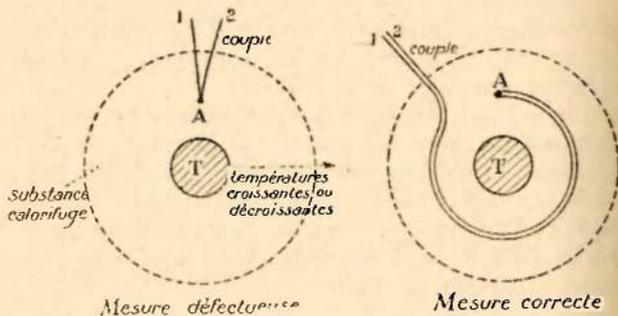
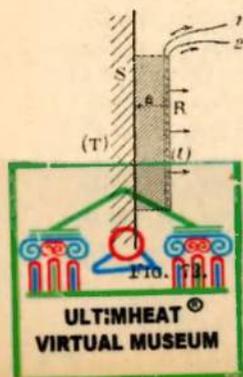


FIG. 71.

le couple sera disposé en spirale dans un plan parallèle à la surface chauffante.

Pour des mesures de température de surfaces, effectuées avec un appareil portatif (couple, thermomètre à résistance) que l'on appuiera le mieux possible contre la surface à étudier, la transmission de la chaleur entre cette surface et le récepteur thermométrique joue un rôle de toute importance.

Considérons l'élément récepteur R (fig. 72) comportant par exemple deux fils de mesures 1 et 2 ; le contact entre la partie métallique de ce récepteur et la surface S à étudier n'est jamais assuré de façon parfaite, soit qu'il subsiste une couche d'air entre elles, soit qu'on recouvre la partie métallique du récepteur d'un léger enduit isolant. Le récepteur perd par seconde une quantité d'énergie  $u$  vers la droite,



soit par rayonnement ou convection vers le gaz extérieur plus froid, soit par conductibilité par les fils de mesures. Cette chaleur perdue par le récepteur lui est nécessairement fournie par la paroi, à la faveur d'une différence de température  $\Delta T$  entre S et R, et l'on a, en désignant par  $k$  la conductibilité calorifique du milieu interposé, d'épaisseur  $e$ , et par  $s$  la surface du récepteur :

$$[24] \quad \Delta T = \frac{ue}{sk}$$

Avec un récepteur non calorifugé vers la droite (fig. 71) rayonnant librement dans l'air, supposé à la température  $\theta$ , l'énergie  $u/s$  rayonnée par unité de surface est donnée par :  $\frac{u}{s} = \sigma (t^4 - \theta^4)$ ;

pour  $t = 400^\circ\text{K}$ ,  $\theta = 300^\circ\text{K}$ , on a :  $\frac{u}{s} = 0,1$  watt/cm<sup>2</sup>.

pour  $t = 500^\circ\text{K}$  — — — — — = 0,3 watt/cm<sup>2</sup>.

Les pertes par convection augmenteraient un peu ces nombres et donneraient respectivement 0,15 et 0,42 watt/cm<sup>2</sup>.

La différence  $\Delta T$  se calcule alors aisément au moyen de la formule 24. Pour un vernis isolant ou un ciment d'épaisseur 0,1 cm, avec  $k = 0,10$  on trouve respectivement, pour les deux températures  $t = 400$  et  $500^\circ\text{K}$ ,  $\Delta T = 1,05$  et  $4,02$  <sup>1</sup>.

En pratique on évitera l'emploi d'une couche calorifuge épaisse entre le récepteur et la surface ; toutefois la grosse difficulté tient à l'impossibilité d'assurer un contact parfait entre récepteur et surface ; la couche d'air interposée introduit alors de grosses causes d'erreur, surtout si la surface est rugueuse <sup>2</sup>.

1. Nous avons supposé le pouvoir émissif total de la surface du récepteur égal à l'unité ; les corrections seraient plus faibles avec un récepteur métallique rayonnant vers la droite.  
2. Les thermomètres à mercure, dits « de surface », conduisent



Dans certains cas il peut être important de ne pas modifier le rayonnement de l'élément de surface sur lequel on se propose d'effectuer la prise de température, une modification de ce rayonnement étant susceptible de perturber les lignes de flux calorifique et par suite la température même que l'on se propose de mesurer<sup>1</sup>. Il faut alors utiliser un récepteur non calorifugé dont la disposition est donnée par la figure 73. Les deux

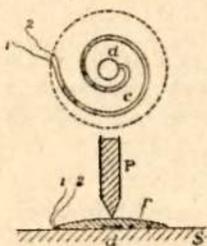


Fig. 73.

fils 1 et 2 d'un couple sont soudés à un petit disque *d* en cuivre (0,2 mm d'épaisseur, 4 mm de diamètre) et enroulés en spirale, puis noyés, ainsi que le disque, dans l'épaisseur d'une rondelle *r* en cuivre d'environ 30 mm de diamètre et 0,5 à 1 mm d'épaisseur que l'on appuiera en son centre contre la surface *S* au moyen d'une pointe isolante *P*.

Dans tous les cas où l'on pourra sans inconvénient modifier le rayonnement d'une fraction de la surface à étudier, il y aura avantage à limiter le plus possible le rayonnement du récepteur en le calorifugeant sur sa partie extérieure; on peut même adopter une disposition de chauffage auxiliaire du récepteur de façon à éliminer totalement sa déperdition. La figure 74 donne le dispositif adopté au Bureau of Standards<sup>2</sup>; le disque de mesures *D* est protégé par un disque compensateur *D'*, chauffé lui-même par une résistance *R*. La température des disques est mesurée au moyen de couples identiques *ab*, *a'b'*; on règle par tâtonnements le chauffage de *R* de façon que les températures

1. Nous ne discutons pas ici cette question; on la trouvera traitée dans l'ouvrage de HENCKY, *Introduction aux mesures techniques* (Paris, 1919), p. 100.  
2. Jour. Res. Nat. Bur. Stand., 5, p. 793 (1930).



de D et D' soient identiques ; à cet effet on utilise un inverseur I connectant successivement les deux couples sur l'appareil de mesures.

De façon générale, la graduation de tels thermomètres de surface devra se faire en les appliquant contre des surfaces de températures connues obtenues par exemple au moyen d'étuves métalliques remplies de liquides ou de vapeurs saturantes.

Précisons enfin que les méthodes optiques de mesures des températures de surfaces se confondent en fait avec les mesures données plus haut des températures de brillance (81) et de radiation (83) d'un corps. On peut ainsi effectuer la mesure d'une température de paroi au

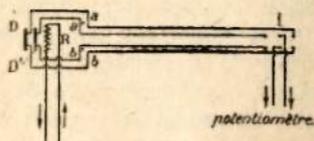


FIG. 74.

moyen d'un pyromètre à radiation totale, gradué préalablement en températures, mais à condition de connaître avec quelque précision le pouvoir émissif total de la paroi. Aux basses températures, les mesures sont délicates, d'une part à cause de la faible sensibilité des appareils (108) et d'autre part parce que les radiations qui interviennent sont assez éloignées dans l'infra-rouge (71).

Dans l'industrie, on aura la température d'un lingot incandescent par un pointé au pyromètre à disparition de filament ; les mesures sont ici fort difficiles, le pouvoir émissif dépend en effet beaucoup de l'épaisseur de la couche d'oxyde ; si cet oxyde forme une croûte non adhérente au métal, les mesures seraient grossièrement incorrectes ; un pointé au fond des fissures de la couche d'oxyde fournira sensiblement la température



140. Mesure de la température vraie d'un gaz. Écran protecteur contre le rayonnement. — Si le gaz est placé à l'intérieur d'une enceinte isotherme, la mesure ne présente aucune difficulté ; tout appareil de mesures, placé au sein du gaz, prendra en effet la température d'équilibre de l'enceinte.

Dans la pratique courante, le gaz se trouve très fréquemment à une température très différente de la paroi qui l'entoure et, si l'on opère sans précautions, un récepteur placé dans le gaz ne prendra en aucune façon la température du gaz qui l'entourne en raison du rôle important joué par le rayonnement. En particulier il ne viendrait plus à l'idée de personne de mesurer la température de l'air ambiant au moyen d'un thermomètre à mercure exposé au rayonnement solaire, la température prise par le réservoir du thermomètre étant avant tout fonction de ce rayonnement et notablement plus élevée si l'on noircit le réservoir.

De même si la paroi extérieure est plus froide que le gaz, le récepteur rayonnera vers la paroi et l'énergie qu'il rayonne doit nécessairement lui être cédée par le gaz, environnant ; cette cession de chaleur ne peut lui être faite (par convection ou rayonnement) qu'à la faveur d'une différence de température entre le gaz et le récepteur. En particulier un fil de platine plongé dans une flamme indique toujours une température notablement inférieure, la différence dépasse couramment  $200^{\circ}$ .

Il importe donc de limiter le rayonnement du récepteur vers l'extérieur ou celui de l'extérieur vers le récepteur ; à cet effet on entourera le récepteur R d'un écran protecteur  $E_1$ , (fig. 75). Cet écran ne prendra évidemment pas la température du gaz qui l'entoure, précisément pour les raisons que nous avons indiquées



aura néanmoins pour effet de limiter le rayonnement de R. En absence d'écran le réservoir prend une température  $T$ , différente de la température  $T'$  du gaz ; si l'on désigne par  $a$  le coefficient qui régit les échanges par conductibilité et convection entre le réservoir et le gaz, l'énergie  $a(T' - T)$  fournie par le gaz est compensée par le rayonnement de R vers l'extérieur, rayonnement que nous mettrons sous la forme  $b(T^4 - \theta^4)$  ( $\theta$ , température extérieure). On peut donc écrire pour  $1 \text{ cm}^2$  :

$$[25] \quad a(T' - T) = b(T^4 - \theta^4)$$

Si l'on interpose un écran  $E_1$ , cet écran prendra une température  $T_1$ , inférieure à  $T'$  mais nettement supérieure à  $\theta$ , et l'équation d'équilibre thermique de R devient :

$$[26] \quad a(T' - t) = b(t^4 - T^4),$$

( $t$ , nouvelle température prise par R). Comme  $T_1^4$  est beaucoup plus élevé que  $\theta^4$ ,  $t$  est plus grand que  $T$  ; on améliore la mesure. Il semble impossible de chiffrer de façon précise le gain obtenu, on peut toutefois s'en faire une idée grossière. Supposons par exemple :  $T' = 1500^\circ \text{ K}$ ,  $T = T_2 = 1400^\circ \text{ K}$ , à partir des deux équations précédentes on calcule aisément  $t = 1480^\circ \text{ K}$  ; l'addition d'un écran a eu pour effet de diviser par 5 la correction.

Rien n'empêche d'ailleurs de disposer un second écran protecteur  $E_2$  autour du premier, de façon à

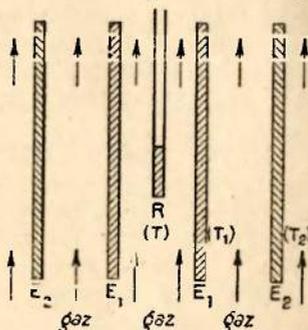


FIG. 75.



faire jouer à  $E_1$  le rôle que jouait plus haut  $R$  ; mais il importe absolument que le gaz puisse circuler librement autour de  $R$  et des écrans, il est en effet évident que si  $R$  était entouré *complètement* de l'écran  $E_1$  il prendrait, du fait de l'équilibre intérieur de rayonnement, la température de  $E_1$  et l'on n'aurait aucun gain <sup>1</sup>.

**141. Thermomètres à aspiration.** — Les équations 25 et 26 montrent en outre que, toutes choses égales, les corrections  $T' - T$  et  $T' - t$  seront d'autant plus faibles que le coefficient  $a$  d'échange par convection sera plus élevé ; on est ainsi amené à accroître  $a$  en activant la circulation du gaz autour du récepteur et des écrans, réalisant ainsi le thermomètre à aspiration.

Ce thermomètre est utilisé depuis très longtemps en météorologie pour la mesure de la température de l'air ambiant lorsqu'on veut s'affranchir de l'erreur du rayonnement extérieur (solaire ou terrestre) ; le thermomètre à mercure utilisé est placé dans l'axe d'un tube en métal poli, un dispositif spécial permet d'aspirer l'air extérieur dans le tube.

On utilise également des instruments analogues dans l'industrie, le récepteur est ici un thermomètre à résistance ou un couple enroulé en hélice au centre d'un ou de deux manchons réfractaires concentriques dont l'extrémité ouverte est disposée à l'endroit du four où l'on désire prendre la température. L'ensemble présente un aspect analogue à celui d'une canne pyrométrique ordinaire, ouverte à l'extrémité, et munie à l'entrée d'un ajutage à travers lequel s'effectue l'aspiration, grâce à un aspirateur électrique ou à un éjecteur alimenté à la vapeur ou à l'air comprimé.



1. Se reporter aux caractéristiques données à propos de l'étuve à ébullition du centre (7). Pour plus de détails sur la question, consulter BAUD, Techn. moderne, 15 avril 1939.

**ULTIMHEAT**  
**VIRTUAL MUSEUM**

142. Mesure de la température d'une flamme. — Pour les raisons indiquées plus haut, un thermomètre à résistance ou un couple, plongés dans une flamme, indiquent une température nettement inférieure à la température de la flamme ; on peut améliorer la mesure au moyen d'écrans protecteurs ; on peut également utiliser d'autres artifices dont l'emploi se généraliserait aisément à des cas pratiques analogues.

Le coefficient  $a$  qui figure dans l'équation croît très rapidement lorsque le diamètre du fil utilisé diminue<sup>1</sup> ; des fils de couples de plus en plus fins doivent donc fournir des températures croissantes ; c'est bien ce que donne l'expérience. On peut dès lors effectuer des mesures au moyen de couples de diamètres progressivement décroissants et extrapoler à un diamètre nul ; bien que la méthode soit théoriquement correcte<sup>2</sup>, l'extrapolation qu'elle comporte offre peu de sécurité.

On a mis en œuvre une autre méthode qui consiste à chauffer le fil de mesures (platine) par un courant auxiliaire. On place d'abord le fil dans le vide et on trace la courbe  $V V'$  fournissant la résistance  $R$  du fil en fonction du courant  $I$  qui le traverse (fig. 76) ; on place ensuite le fil dans la flamme et on effectue les mêmes mesures, on obtient une courbe  $F F'$  diffé-

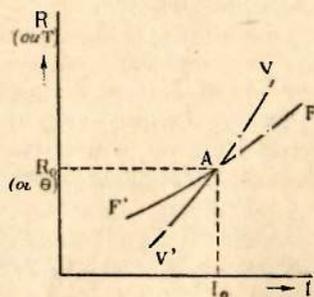


FIG. 76.

1. Il est multiplié par  $I^2$  lorsqu'on passe d'un fil de 1 mm à un fil de 0,05 mm.

2. Les particules de noir de fumée dans une flamme prennent bien la température du fil qui les entoure.

ULT MHEAT<sup>®</sup>  
VIRTUAL MUSEUM

rente de la première. Les deux courbes se coupent évidemment au point A pour lequel la température du fil est égale à celle de la flamme, le fil n'échange alors aucune énergie avec la flamme. Pour un courant inférieur à  $I_0$ , la flamme est plus chaude que le fil, la température du fil (et par suite sa résistance) est plus élevée dans la flamme que dans le vide ; c'est le contraire pour une intensité supérieure à  $I_0$ . On aura la température de la flamme en déterminant la température  $\theta$  pour laquelle le fil du thermomètre a une résistance égale à  $R_0$ .

La méthode s'adapte évidemment mal à des flammes de températures élevées en raison de l'évolution lente du fil au cours des mesures ; on lui préférera les méthodes optiques qui ont l'avantage de pouvoir servir jusqu'aux températures les plus élevées et sur lesquelles nous allons insister.

143. Loi de Kirchhoff appliquée aux flammes. Mesure optique de la température vraie des flammes éclairantes. — Dire que les gaz qui constituent la flamme sont en équilibre chimique à la température de la flamme revient à dire que tout se passe comme si le mélange gazeux était placé dans une enceinte noire à la température de la flamme et si ce mélange se maintenait en équilibre de rayonnement avec l'enceinte noire qui l'entoure. Cela suppose, bien entendu, que la flamme est uniquement le siège de phénomènes de rayonnement thermique ; dans ces conditions, la loi de Kirchhoff s'applique, et, pour toute longueur d'onde  $\lambda$ , le pouvoir d'absorption  $\alpha$  de la flamme est égal à son pouvoir émissif (73).



1. Pour toutes les flammes, le pouvoir réflecteur a toujours une valeur excessive. Si elle est faible, on peut s'en rendre compte en projetant l'image d'une source très intense comme le soleil.

ULTIMATE  
VIRTUAL MUSEUM

Se basant sur la validité de la loi de Kirchoff pour les flammes, Kurlbaum (1902) a indiqué la méthode simple suivante pour la détermination optique de la température des flammes éclairantes<sup>1</sup>; le montage est indiqué sur la figure 77. Au moyen d'une lentille L

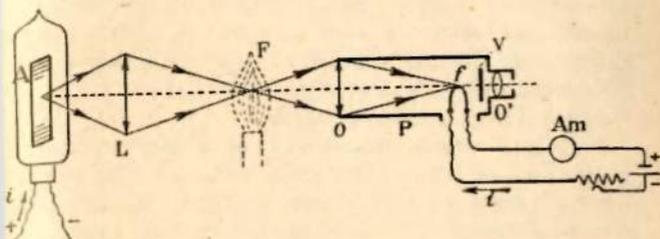


FIG. 77.

on projette sur la flamme une image d'une source auxiliaire A (corps noir, lame de tungstène incandescente, cratère de l'arc); on observe ensuite l'image de cette source au moyen d'un pyromètre optique monochromatique de longueur d'onde  $\lambda$ .

Soient  $b_\lambda$  la brillance de la flamme, T sa température,  $b_{\lambda,T}$  la brillance de la source auxiliaire (corps noir de température absolue T'). Si l'on n'interpose pas la flamme, la brillance observée dans le pyromètre est  $b_{\lambda,T}$ ; si l'on interpose la flamme, la brillance observée dans le pyromètre est égale à la brillance  $b_\lambda$  de la flamme additionnée de la brillance de la source auxiliaire transmise à travers la flamme, c'est-à-dire :

$$b_\lambda + b_{\lambda,T} (1 - \alpha_\lambda);$$

cette brillance sera égale à la brillance  $b_{\lambda,T}$  si l'on a :

$$b_\lambda = b_{\lambda,T} \times \alpha_\lambda,$$

ce qui entraîne  $T' = T$ .

<sup>1</sup> Phys. Zeitsch. B, p. 187 (1902).



On réglera donc la température du corps noir auxiliaire de façon que l'interposition de la flamme ne change rien à l'équilibre du filament tare dans le pyromètre.

Pour éviter des tâtonnements, on tracera la courbe qui donne le courant tare  $i$  dans le pyromètre en fonction du courant  $I$  dans la source A, d'abord en l'absence de flamme, puis avec la flamme interposée. L'intersection des deux courbes donnera la valeur de  $i$  correspondant au réglage cherché.

Pour les flammes très chaudes, on utilisera comme source l'arc ou le soleil dont on réduira la brillance au secteur tournant ou avec un coin absorbant ; les courbes seront ici tracées en fonction de cette brillance réduite.

Si l'on opère pour diverses longueurs d'onde et si la loi de Kirchhoff est valable, on doit trouver des températures de flamme identiques. C'est bien ce qu'a fourni l'expérience <sup>1</sup>.

**144. Flammes non éclairantes. Méthode de renversement des raies.** — La méthode précédente ne peut convenir que pour les flammes éclairantes. Pour les flammes transparentes dans le spectre visible, Féry <sup>2</sup>, en 1903, a proposé la méthode élégante suivante fondée sur le principe du renversement des raies ; le dispositif de mesure est donné par la figure 78. Une lentille  $L_1$  projette encore à l'intérieur de la flamme F une image d'une source lumineuse auxiliaire A ; une seconde lentille  $L_2$  projette l'image de la source et de la flamme sur la fente d'un spectroscope Sp. La flamme est colorée au moyen d'un sel métallique fournissant une



<sup>1</sup> F. BAUER, C. R. A. Sc., 148, p. 908 et 1756 (1909) ; Ann. de Phys.,

<sup>2</sup> P. FÉRY (1903) C. R. A. Sc., 13, p. 909 (1903). On trouvera dans notre

ouvrage de pyrométrie oblique quelques indications au sujet de la priorité de la méthode.

raie de longueur d'onde  $\lambda$  ; lorsque l'intensité de A est faible, la raie émise par la flamme se détache brillante sur le fond continu plus sombre donné par A ; lorsqu'on fait croître la brillance de A, il arrive un moment où la raie disparaît, puis réapparaît en sombre

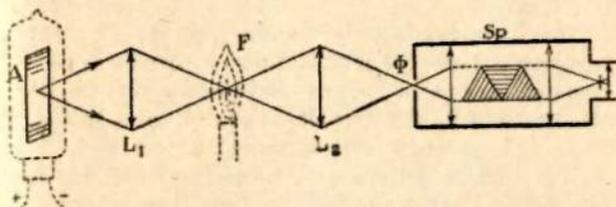


FIG. 78.

sur fond brillant. Soit  $b'_\lambda$  la brillance spectrale de A à la sortie de  $L_1$  ;  $b'_\lambda$  est constante dans une étroite région du spectre, de part et d'autre de la raie considérée. Soit  $b_\lambda$  la brillance spectrale propre de la flamme et  $\alpha$  son facteur d'absorption ; l'image de la raie dans le spectroscopie a pour brillance :

$$b_\lambda + b'_\lambda (1 - \alpha) ;$$

cette brillance est égale à celle  $b'_\lambda$  du fond continu voisin si l'on a :

$$b_\lambda = b'_\lambda \times \alpha \text{ ou } \frac{b_\lambda}{\alpha} = b'_\lambda ;$$

or  $\frac{b_\lambda}{\alpha}$  représente, d'après la loi de Kirchhoff, la brillance du corps noir à la température des particules qui rayonnent, c'est-à-dire à la température de la flamme ; un pointé sur l'image de A, effectué au moyen d'un pyromètre monochromatique de longueur d'onde  $\lambda$ , fournira donc la température de la flamme<sup>1</sup>.

Comme dans le cas de précédente, une discussion simple montre que la mesure est d'autant plus précise que  $\alpha$  est plus élevée.

ULTIMATE<sup>®</sup>  
VIRTUAL MUSEUM

A condition d'opérer sur une région étroite de la flamme, la méthode fournit la même température, quelle que soit la longueur d'onde utilisée.

La méthode a été mise en œuvre récemment pour la mesure de la température des gaz dans un moteur à explosion<sup>1</sup>.

Nous donnons à la fin de l'ouvrage (Tab. XVIII, p. 221) quelques valeurs des températures de flammes ; on y trouvera également les valeurs correspondantes des températures de brillance et de couleur qu'il importe de ne pas confondre avec la température vraie<sup>2</sup>.

Pour tout ce qui concerne les mesures optiques de températures telles que celles de l'arc électrique et du soleil, nous prions le lecteur de se reporter à notre Traité de pyrométrie optique ; on trouvera à la fin du présent ouvrage (Tableau XVIII) quelques données sur les filaments de tungstène.

145. Enceintes à température non uniforme. Mesures industrielles. — Dans la plupart des cas de la pratique

industrielle, la température des diverses parties d'un four n'est pas uniforme ; un pointé effectué au pyromètre optique monochromatique sur une région du four ne fournit en aucune façon la température de cette région.

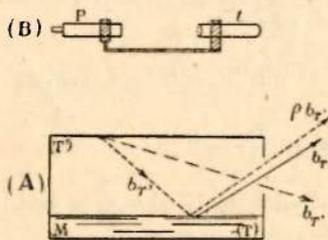


FIG. 79.

Envisageons par exemple le cas d'un four contenant un bain de métal M (fig. 79) ; une visée sur le bain



<sup>1</sup> I. Docquier, Thèse de docteur ingénieur. Paris (1934).  
<sup>2</sup> Pour la mesure de la température des flammes, voir Conférences d'Actualités Industrielles, fascicule X (1930). Hermann, édit.

de température  $T$  fait intervenir le rayonnement propre du métal  $\epsilon_T$ , augmenté du rayonnement de la voûte  $\epsilon_1$ , réfléchi par le bain, au total (73) :  $\epsilon_0^T (1-\rho) + \epsilon_T, \rho$ . Si  $\theta$  est la température lue sur l'instrument pointé sur le bain,  $S'$  celle correspondante à un pointé sur la voûte, on a (81) :

$$\epsilon_0^0 = \epsilon_0^T (1+\rho) + \epsilon_0^S, \rho ; \text{ ou } e^{-\frac{C_2}{\lambda \theta}} = e^{-\frac{C_2}{T \lambda}} (1-\rho) \rho e^{-\frac{C_2}{\lambda S}},$$

équation qui permet de calculer  $T$  si l'on connaît  $\rho$  (égal à  $1 - \epsilon_1$ ).

En pratique, chaque fois qu'on le pourra, il y aura grand avantage à immerger un tube de visée dans le bain de métal et à pointer au pyromètre le fond du tube ; pour des mesures courantes, ce tube  $t$ , en silice fondue de préférence, peut être fixé rigidement au pyromètre  $P$  (fig. 79, B) et immergé pendant un temps très court. Il reste entendu qu'un tel tube, placé au sein d'un gaz, ne fournit pas la température locale (137).



## CHAPITRE XII

### ENREGISTREMENT DES TEMPÉRATURES

---

146. Enregistrement des courbes de variation de la température en fonction du temps. — La variation de la température d'un corps en fonction du temps peut être intéressante à connaître. On l'utilise, en particulier, pour définir une température de fusion ou de solidification. Dans beaucoup de cas on pourra se contenter de suivre, sur l'échelle du galvanomètre (49), le déplacement du spot lumineux en fonction du temps, en effectuant un pointé, toutes les 15 secondes par exemple.

Cette façon de faire convient bien lorsqu'il s'agit de phénomènes physiques très bien définis comme le point de fusion ou de solidification d'un corps pur, mais il n'en est pas de même pour des courbes plus compliquées, par exemple la courbe de refroidissement d'un alliage formé de deux constituants.

Il peut y avoir intérêt à tracer automatiquement de telles courbes, par exemple en enregistrant le déplacement du spot du galvanomètre, constitué ici par l'image d'un filament rectiligne incandescent vertical, sur une feuille de papier photographique entraînée par un cylindre tournant horizontal; une fente étroite horizontale limite pratiquement le spot lumineux à



un point <sup>1</sup>. Un enregistreur photographique bien construit permet l'enregistrement dans une salle éclairée.

Qu'il s'agisse de mesures visuelles ou d'enregistrements, il est important que le système mobile ait une inertie aussi faible que possible de façon à ne pas masquer les brusques variations de température ; on adoptera de préférence des galvanomètres de faible période

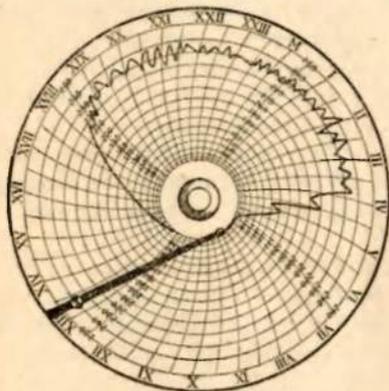


FIG. 80.

d'oscillation et amortis au voisinage de l'amortissement critique.

L'enregistrement photographique a l'avantage de n'introduire dans le tracé aucun frottement solide ; il suppose toutefois certaines complications, en particulier la nécessité d'une chambre noire pour le développement et le développement du papier photographique.

Aussi chaque fois que l'on ne recherche pas une très

1. On peut contrôler la régularité de la rotation du cylindre et obtenir une échelle des temps parfaitement définie en interrompant régulièrement d'un disque comportant 1, 2 ou 4 trous un mouvement d'horlogerie et effectuant l'enregistrement de la fréquence des interruptions.

2. On peut aussi enregistrer les températures.



haute précision, on adoptera un galvanomètre enregistreur utilisant le tracé d'une plume sur une feuille de papier ; en vue de supprimer le frottement, tous les inscripteurs modernes sont munis d'un dispositif mécanique qui n'appuie la plume sur le papier que pendant un temps très court et à des intervalles égaux.

L'enregistrement peut ici s'effectuer sur un cylindre tournant ou sur une feuille de papier circulaire mobile autour de son centre ; les figures 66 et 80 donnent une reproduction des graphiques ainsi obtenus.

On trouvera dans les catalogues des constructeurs tous détails sur ces enregistreurs.

On trouvera également dans d'autres paragraphes (18, 28, 125, 127, 129) l'adaptation de divers thermomètres à l'enregistrement des températures.

**147. Courbes dérivées des précédentes.** — Pour mieux mettre en évidence les faibles changements d'allure dans une courbe de refroidissement ou d'échauffement, certains auteurs ont proposé de porter en abscisses, au lieu du temps  $t$ , la dérivée  $\frac{dt}{dT}$ ,  $T$  désignant la température portée en ordonnée.

A cet effet, dans les mesures directes, on détermine les temps successifs  $\Delta t$  nécessaires pour que la température varie d'une quantité donnée. Dans ce but on peut utiliser deux chronomètres ; l'un est arrêté, l'autre mis en marche au moment où le spot s'est déplacé sur l'échelle du nombre de divisions fixé.

Si l'on a obtenu par enregistrement la courbe  $T$  en fonction du temps, on pourra obtenir la courbe dérivée en déterminant graphiquement la pente de la tangente en chaque point de la courbe initiale.

**148. Méthode différentielle.** — Lorsqu'on se propose



de déceler de très faibles anomalies thermiques au sein d'une substance, il y a avantage à utiliser la méthode différentielle dont le schéma est reproduit sur la figure 81 B. L'échantillon à étudier  $E_1$ , est placé dans le four au voisinage immédiat d'un autre échantillon  $E_2$  sans anomalie thermique ; si  $E_1$  n'est le siège d'aucun phénomène thermique interne, les deux échantillons auront même loi de refroidissement et par suite même température ; si  $E_1$  possède, à une température donnée, un point de transformation, il apparaîtra entre les échantillons une différence de température  $\Delta T$  que l'on mesurera au moyen du couple différentiel  $C_2$  relié au galvanomètre sensible  $G_2$  ; la température  $T$  de l'échantillon  $E_1$  sera à tout instant fournie par le couple  $C_1$  et mesurée au potentiomètre ou, à défaut, au moyen d'un second galvanomètre  $G_1$ .

On peut obtenir un tracé photographique de la courbe  $T$ ,  $\Delta T$  au moyen d'une disposition indiquée par Saladin et Le Chatelier (fig. 81 A). Un rayon lumineux tombe horizontalement et obliquement sur le miroir du galvanomètre  $G_1$ , et après réflexion rencontre un prisme à réflexion totale  $P$  dont la face hypoténuse est à  $45^\circ$  du plan horizontal. On sait qu'un tel prisme transforme le déplacement horizontal  $h$  du faisceau en un déplacement vertical  $v$  ; après réflexion

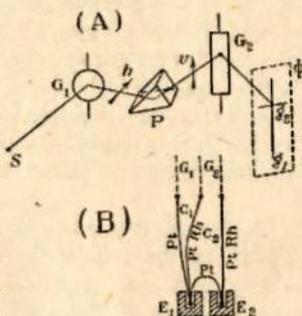


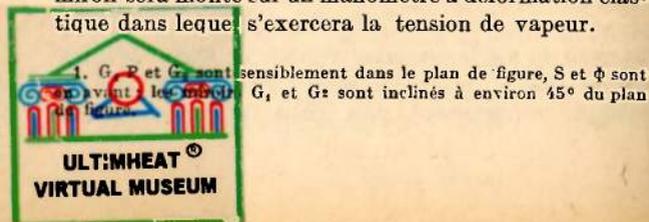
FIG. 81.

plaque photographique  $\Phi$  immobile et verticale<sup>1</sup>. La rotation de  $G_2$  se traduit par un déplacement horizontal  $g_2$  du spot, celle de  $G_1$  par un déplacement vertical  $g_1$ ; on aura verticalement les températures de l'échantillon, horizontalement les différences  $\Delta T$ .

Il apparaît immédiatement que la méthode différentielle ci-dessus a pour avantage de permettre, grâce au galvanomètre sensible  $G_2$ , de déceler de très faibles phénomènes thermiques que ne pourraient mettre en évidence des mesures effectuées sur  $G_1$ , dont la sensibilité doit être nécessairement réduite pour permettre d'explorer un grand intervalle de températures.

149. Enregistrement de la variation d'un phénomène physique en fonction de la température. — On a fréquemment besoin de tracer la courbe de variation d'une grandeur physique (tension de vapeur d'un corps pur, force électromotrice d'un couple, dilatation d'un corps solide,...) en fonction de la température. On peut évidemment tracer cette courbe par points en effectuant parallèlement une mesure de la grandeur à étudier et une mesure de la température.

Dans certains cas il est commode d'avoir un tracé direct de cette courbe. A cet effet on utilisera le dispositif optique indiqué au paragraphe précédent (fig. 81 A); l'un des miroirs traduira par sa rotation le phénomène à étudier, l'autre sera monté sur un galvanomètre aux bornes duquel on branchera le couple thermoélectrique destiné à fournir la température. S'il s'agit par exemple de tracer la courbe des tensions de vapeur d'un liquide, le premier miroir sera monté sur un manomètre à déformation élastique dans lequel s'exercera la tension de vapeur.



On peut, pour obtenir l'échelle des températures, remplacer l'ensemble couple-galvanomètre par un pyromètre à dilatation (127, fig. 64 a) dans lequel on fixera un miroir au bras de levier L.

Chenevard a fait un très large usage de cette dernière disposition, en particulier pour l'étude des f.e.m. thermoélectriques de divers alliages. Signalons également son pyromètre double enregistreur fonctionnant en réalité comme dilatomètre différentiel et permettant l'étude et le contrôle des anomalies thermiques d'alliages divers. Le schéma en est donné par la

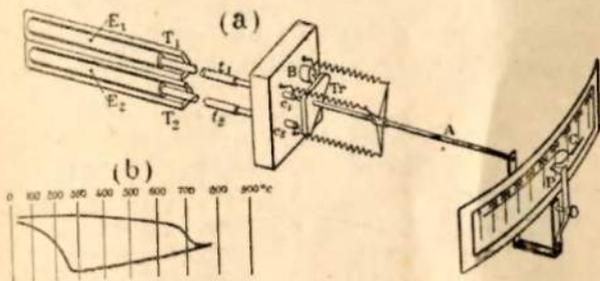


FIG. 82.

figure 82 dans laquelle  $E_1$  et  $E_2$  représentent respectivement un barreau de pyros à dilatation régulière (127) et un barreau de l'alliage à étudier. Un triangle Tr s'appuie par trois points sur un siège fixe B et sur les extrémités  $c_1$  et  $c_2$  des tiges prolongeant  $E_1$  et  $E_2$ . La dilatation du barreau de pyros entraîne un déplacement horizontal de la pointe inscriptrice P et fournit ainsi la température ; la différence de dilatation des deux barreaux se traduit par un déplacement vertical. La figure 82 b) donne l'aspect de la courbe obtenue avec un nickel pur mélangé à 0,2 % C, 4 % Ni et 1,5 % Cr.

150. Dispositif d'enregistrement des variations thermiques rapides. — Dans certains cas particuliers, on est amené à étudier un phénomène thermique très rapide, par exemple l'échauffement adiabatique d'un gaz comprimé brusquement (mesure des chaleurs spécifiques des gaz, moteur à explosion). Dans ce cas, il importe de réduire le plus possible l'inertie du thermomètre, ainsi que celle de l'appareil d'enregistrement. On utilisera, à cet effet, un montage de pont (39) dans lequel le thermomètre à résistance utilisé sera fait d'un fil fin, ou mieux d'un ruban de platine de quelques  $\mu$  d'épaisseur, réparti dans tout le volume du gaz.

Le galvanomètre doit avoir une très faible inertie. On adopte dans ce cas un galvanomètre à corde (fig. 83).

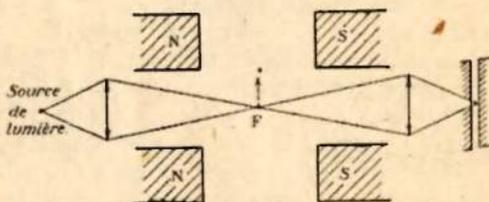


FIG. 83.

constitué par un fil très fin F qui, sous l'action d'un électro-aimant, se déplace perpendiculairement au champ sous l'influence du courant qui le traverse. L'image de ce fil est enregistrée sur un film mobile, se déplaçant perpendiculairement au plan de figure, en arrière d'une fente fixe perpendiculaire au fil.

L'appareil est étalonné en comprimant dans le récipient un gaz dont les propriétés thermiques sont très connues (air).



TABLEAU XIV. — Principales températures repères (en °C)

(Les températures en caractères italiques correspondent aux points fixes internationaux.)

Substances	Température d'ébullition normale	Point triple	Point critique
Hélium . . . .	— 268,90	< — 272,2	— 267,90
Hydrogène . .	— 252,76	— 259,18	— 239,91
Néon . . . . .	— 245,92	— 248,67	— 228,71
Azote . . . . .	— 195,80	— 209,86	— 147,13
Argon . . . . .	— 185,66	— 189,19	— 122,44
Oxygène . . .	— 182,97	— 218,4	— 118,82
Équilibre entre oxygène liquide et gazeux . . . .			— 182,97
$t_p = t_{760} + 0,0126 (p-760) - 0,0000065(p-760)^2$			
Équilibre entre CO <sup>2</sup> solide et gazeux . . . . .			— 78,5
$t_p = t_{760} + 0,01595 (p-760) - 0,000011 (p-760)^2$			
Solidification de Hg. . . . .			— 38,87
Température de fusion de la glace . . . . .			0,00
Transition de SO <sup>4</sup> Na <sup>2</sup> . . . . .			+ 32,38
Équilibre entre eau liquide et vapeur . . . . .			100,00
$t_p = t_{760} + 0,0368 (p-760) - 0,000020 (p-760)^2$			
Condensation de la vapeur de naphtaline . . . .			217,96
$t_p = t_{760} + 0,058 (p-760)$			
Solidification de l'étain . . . . .			231,85
Condensation de la vapeur de benzophénone. . .			305,9
$t_p = t_{760} + 0,063 (p-760)$			
Solidification du cadmium . . . . .			320,9
— plomb . . . . .			327,3
— zinc . . . . .			419,45
Ébullition du soufre. . . . .			441,60
$t_p = t_{760} + 0,0909 (p-760) - 0,000048 (p-760)^2$			
Solidification de l'antimoine . . . . .			630,5
— l'aluminium . . . . .			660,0
— l'argent. . . . .			960,5
— l'or . . . . .			1 063,0
— cuivre (atmosphère réductrice) . . . . .			1 083
— nickel . . . . .			1 455
— fer . . . . .			1 535
— palladium . . . . .			1 555 ± 1
— platine . . . . .			1 773 ± 1
— rhodium . . . . .			1 966 ± 3
— rhenium . . . . .			2 454 ± 3
— tantale . . . . .			2 620 ± 20
— tungstène . . . . .			3 030 ± 20
— uranium . . . . .			3 380 ± 30



TABLEAU XV. — Pouvoirs émissifs monochromatiques ( $\epsilon_\lambda$ ) des métaux et corps usuels (pour  $\lambda = 0,66 \mu$ ) à diverses températures vraies ( $^{\circ}\text{C}$ ).

Corps	Températures ( $^{\circ}\text{C}$ )	$\epsilon_\lambda$
Argent solide . . . . .		0,05
— liquide . . . . .		0,07
Chrome . . . . .		0,39
Cobalt . . . . .		0,36
Cuivre solide . . . . .		0,11
Cuivre liquide . . . . .	1 100	0,15
— . . . . .	1 200	0,13
Fer solide . . . . .	1 050	0,39
— . . . . .	1 530	0,36
Fer liquide . . . . .	1 535	0,36
Iridium . . . . .		0,30
Manganèse . . . . .		0,59
Molybdène . . . . .	1 000	0,40
— . . . . .	2 000	0,36
— . . . . .	2 500	0,33
Nickel . . . . .		0,37
Or solide . . . . .		0,14
— liquide . . . . .		0,22
Palladium solide . . . . .		0,33
— liquide . . . . .		0,37
Platine solide . . . . .		0,31
— liquide . . . . .		0,35
Rhodium . . . . .		0,29
Tantale . . . . .	1 000	0,44
Tantale . . . . .	2 900	0,38
Thorium . . . . .		0,36
Tungstène . . . . .	1 000	0,45
— . . . . .	2 000	0,43
— . . . . .	3 400	0,40
Carbone (graphite) . . . . .	1 000	0,90
— . . . . .	2 000	0,85
— . . . . .	3 000	0,81
Acier fondu (moyenne) . . . . .		0,40
Cupronickel fondu (55/45) . . . . .		0,28
Nichrome . . . . .	600	0,95
— . . . . .	1 200	0,80
— . . . . .	1 000	0,80
— . . . . .	1 100	0,60



Corps	Températures (°C)	
Oxyde de fer. . . . .	800	0,98
— . . . . .	1 200	0,92
Oxyde de nickel . . . . .	800	0,96
— . . . . .	1 300	0,85
— . . . . . fondu . . . . .		0,68
Al <sup>2</sup> O <sup>3</sup> . . . . .	900	0,20
— . . . . .	1 700	0,40
MgO . . . . .	900	0,20
— . . . . .	1 700	0,45
ThO <sup>2</sup> . . . . .	900 à 1 700	0,40 <sup>1</sup>
TiO <sup>2</sup> . . . . .		0,52
ZrO <sup>2</sup> . . . . .	1 300 à 1 500	0,16
Porcelaines et briques . . . . .	0,25 à	0,50
Laitiers industriels (moyenne) . . . . .		0,65

1. Dépend beaucoup de la nature de la flamme.



TABLEAU XVI. — Pouvoirs émissifs totaux des métaux et oxydes usuels à diverses températures vraies (°C).

Corps	Températures (°C)	$\epsilon_t$
Carbone. . . . .	1 000 à 1 500	0,52
Argent . . . . .	1 000	0,035
Fer. . . . .	1 000	0,08
— . . . . .	1 400	0,13
Molybdène poli. . . . .	1 000	0,13
— . . . . .	1 500	0,19
— . . . . .	2 600	0,29
Nickel poli . . . . .	1 000	0,056
— . . . . .	1 400	0,069
Platine . . . . .	1 000	0,13
— . . . . .	1 500	0,17
Tantale . . . . .	1 300	0,19
— . . . . .	2 000	0,26
— . . . . .	2 500	0,30
Tungstène poli . . . . .	1 000	0,15
— . . . . .	1 500	0,23
— . . . . .	3 000	0,34
Cuivre fondu. . . . .	1 100	0,15
— . . . . .	1 300	0,13
Fonte en fusion . . . . .	1 300	0,29
Oxyde de cuivre . . . . .	800	0,06
— . . . . .	1 100	0,54
Oxyde de fer. . . . .	500	0,85
— . . . . .	1 200	0,89
Oxyde de nickel . . . . .	600	0,54
— . . . . .	1 300	0,87
Chaux . . . . .	800	0,11
— . . . . .	1 700	0,14 <sup>1</sup>
Magnésie . . . . .	800	0,26
— . . . . .	1 700	0,18
Thorine . . . . .	800	0,22
— . . . . .	1 700	0,24 <sup>1</sup>
Zircone . . . . .	800	0,52
— . . . . .	1 700	0,43

1. En flamme réductrice ces valeurs sont environ deux fois plus faibles. Les matériaux réfractaires courants, ainsi que les revêtements usuels (peintures, peintures...) ont, à basse température (100°), des pouvoirs émissifs compris entre 0,90 et 0,98. Lorsque la température croît, les matériaux « blancs » (briques de chrome) ont des pouvoirs émissifs élevés; ceux des réfractaires « blancs » ( $Al_2O_3$ ,  $SiO_2$ ,  $Al_2O_3$ ) ont très vite:  $Al_2O_3$  a un pouvoir émissif total de 0,30 lorsqu'on passe de 100° à 1 100° C.



Table de référence du couple Pt — 90 Pt, 10 Rh. (Variables pour un couple qui, au

moment de la fusion de l'or, possède une l.e.m. égale à 10 300  $\mu$ V). Bur. Stand. J. Research. 10 (1933).

	1 000	2 000	3 000	4 000	5 000	6 000	7 000	8 000
0	146,9	205,0	373,7	477,7	578,1	675,3	769,5	861,0
100	159,4	276,2	384,2	487,9	588,0	684,8	778,8	870,0
200	171,7	287,3	394,7	498,1	597,8	694,3	788,0	879,0
300	183,8	298,3	405,2	508,2	607,6	703,8	797,2	888,0
400	195,8	309,3	415,7	518,3	617,4	713,3	806,4	897,0
500	207,6	320,2	426,1	528,4	627,1	722,7	815,6	905,9
600	219,3	331,0	436,5	538,4	636,8	732,1	824,7	914,8
700	230,9	341,7	446,8	548,4	646,5	741,5	833,8	923,7
800	242,4	352,4	457,1	558,3	656,1	750,9	842,9	932,6
900	253,7	363,1	467,4	568,2	665,7	760,2	852,0	941,4
1 000	265,0	373,7	477,7	578,1	675,3	769,5	861,0	950,2





	9 000	10 000	11 000	12 000	13 000	14 000	15 000	16 000	17 000
100	950,2	1 037,2	1 122,3	1 206,4	1 290,0	1 373,8	1 458,0	1 542,6	1 627,8
200	967,8	1 045,8	1 130,8	1 214,7	1 298,3	1 382,2	1 466,4	1 551,1	1 636,4
300	976,5	1 054,4	1 139,2	1 223,1	1 306,7	1 390,6	1 474,8	1 559,6	1 644,9
400	985,3	1 062,9	1 147,9	1 231,4	1 315,1	1 399,0	1 483,3	1 568,1	1 653,5
500	994,0	1 071,5	1 156,0	1 239,8	1 323,5	1 407,4	1 491,8	1 576,6	1 662,1
600	1 002,7	1 080,0	1 164,4	1 248,2	1 331,8	1 415,8	1 500,2	1 585,1	1 670,7
700	1 011,3	1 088,5	1 172,8	1 256,5	1 340,2	1 424,2	1 508,7	1 593,7	1 679,3
800	1 020,0	1 097,0	1 181,2	1 264,9	1 348,6	1 432,7	1 517,2	1 602,2	1 687,9
900	1 028,6	1 105,4	1 189,6	1 273,2	1 357,0	1 441,1	1 525,6	1 610,7	1 696,5
1 000	1 037,2	1 113,9	1 198,0	1 281,6	1 365,4	1 449,5	1 534,1	1 619,3	1 705,1
		1 122,3	1 206,4	1 290,0	1 373,8	1 458,0	1 542,6	1 627,8	1 713,7

TABLEAU XVIII. — Températures de quelques sources ou corps incandescents (°C).

	T vraie	$\xi_{\lambda}(0,66\mu)$	$T_R$	$T_c$
	700	666	280	705
Tungstène .....	1 500	1 384	954	1 525
	2 000	1 809	1 590	2 050
	2 500	2 215	1 815	2 580
	3 000	2 605	2 240	3 120
	3 500	3 470		
Cratère de l'Arc à charbon .				
Soleil (centre) (à la surface de la terre, au zénith) ...		6 100		
Flamme Hefner (centre) ...	1 400	1 220	590	1 565
Flamme acétylène (étalon Kodak) .....		1 455		2 100
Bougie (centre) .....			605	1 650
Chalumeau $H^2 + \frac{1}{2} O^2$ ...	2 750			
— $C^2H^2 + O^2$ .....	3 100			
Brûleur Meker soufflé avec gaz de ville .....	1 940			
Brûleur Meker soufflé avec préchauffage de l'air à 1 000° C. ....	2 290			

TABLEAU XIX. — Températures de fusion de quelques réfractaires (°C).

$SiO^2$ (cristobalite)	1 728	$ThO^2$	> 3 000
$SiO^2$ (tridymite) .	1 670	Carbure WC	2 800 (*)
$Al^2O^3$ .....	2 050	TiC	3 200 (*)
CaO .....	2 570	ZrC	3 500 (*)
MgO .....	2 800	TaC	3 800 (*)
$ZrO^2$ .....	2 900 (?)		

(\*) se dissocient avant la fusion.



## BIBLIOGRAPHIE SOMMAIRE

---

- LE CHATELIER et BOUDOUARD. *Mesure des températures élevées*. Paris, 1900 (Épuisé).
- BURGESS et LE CHATELIER. *The measurement of high temperatures*, 1911 (Épuisé); traduction allemande, Leithauser, 1913.
- HENNING. *Grundlagen, methoden und ergebnisse der temperaturmessung*. Braunschweig, 1915.
- FOOTE, FAIRCHILD et HARRISON. *Pyrometric practice. Technologic paper of the Bureau of Standards*, N° 170, 1921.
- Handbuch der physik. Vol. IX. HENNING. *Temperaturmessung*, pages 521 à 610. Berlin, 1926.
- G. RIBAUD. *Traité de pyrométrie optique*. Revue d'Optique, éditeur. Paris, 1931.
- 



## TABLE DES MATIÈRES

---

	Pages
AVANT-PROPOS . . . . .	5
CHAPITRE PREMIER. — Échelles thermométriques	7
CHAPITRE II. — Thermomètre à gaz. . . . .	20
CHAPITRE III. — Thermomètres à tension de vapeur saturante. — Ther- momètres à dilatation de liquide . . . . .	37
CHAPITRE IV. — Thermomètre à résistance de platine. — Thermomètres à résistance métallique . . . .	60
CHAPITRE V. — Couples thermo-électriques. .	80
CHAPITRE VI. — Grandeurs relatives au rayon- nement. — Propriétés opti- ques des corps. — Loi de Kirchoff. . . . .	106
CHAPITRE VII. — Loi du rayonnement du corps noir et des corps incandescents.	119
CHAPITRE VIII. — Thermomètre à disparition de filament. . . . .	133



CHAPITRE IX. — Pyromètres à radiation totale.	155
CHAPITRE X. — Pyromètres à dilatation. — Pyromètres à écoulement de gaz. — Principe de quelques méthodes de mesure des températures. — Repères pyrométriques . . . . .	176
CHAPITRE XI. — Erreurs de conductibilité et de rayonnement. — Mesures des températures de surfaces et des températures des gaz (flammes) . . . . .	188
CHAPITRE XII. — Enregistrement des tempéra- tures . . . . .	208
TABLEAUX NUMÉRIQUES . . . . .	215
BIBLIOGRAPHIE SOMMAIRE . . . . .	222

IMPRIMÉ EN FRANCE PAR E. GREVIN ET FILS A LAGNY — Avril 1948.

Depôt Légal effectué dans le 2<sup>e</sup> trimestre 1948.

Date du Dépôt Légal : 11 Mars 1936.

N<sup>o</sup> d'ordre dans les travaux de la Lib. Armand Colin : 493.

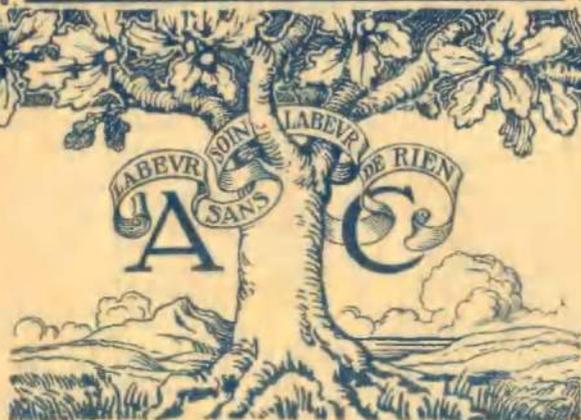
N<sup>o</sup> d'ordre dans les travaux de l'Imprimerie Grevin : 1560.



G. RIBAUD



MESURE  
DES  
TEMPÉRATURES



COLLECTION ARMAND COLIN